



La mesure de la fonction de structure du photon à petit Q^2 , avec le détecteur CELLO

Karl-Heinz Blohm

► To cite this version:

Karl-Heinz Blohm. La mesure de la fonction de structure du photon à petit Q^2 , avec le détecteur CELLO. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1988. Français. NNT: . tel-00486316

HAL Id: tel-00486316

<https://theses.hal.science/tel-00486316>

Submitted on 25 May 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris VII

THESE

présentée pour obtenir

le titre de : Docteur en Science Physique

spécialité : Physique des Particules

par

Karl-Heinz BLOHM

Sujet : La mesure de la fonction de structure du photon
à petit Q^2 , avec le détecteur CELLO

Soutenue le 9 décembre 1988 devant la Commission d'Examen

MM.	B. Grossetête	<i>Président</i>
	A. Cordier	
	J. Field	
M ^{me}	M. Rivoal	

à Agnès, Nathalie et Anaïs.

Université Paris VII

THESE

présentée pour obtenir

le titre de : Docteur en Science Physique

spécialité : Physique des Particules

par

Karl-Heinz BLOHM

Sujet : La mesure de la fonction de structure du photon
à petit Q^2 , avec le détecteur CELLO

Soutenue le 9 décembre 1988 devant la Commission d'Examen

MM.	B. Grossetête	<i>Président</i>
	A. Cordier	
	J. Field	
M ^{me}	M. Rivoal	

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse est consacré à l'étude expérimentale de la fonction de structure d'un photon quasi-réel à l'aide du détecteur CELLO.

Après une description de l'appareillage CELLO et une présentation du contexte théorique, nous décrivons et nous montrons la validité d'un programme de simulation du détecteur avant, qui est un élément fondamental pour cette analyse. Cette simulation nous permet à l'aide de l'étude de la diffusion Bhabha à petit angle d'accéder à une normalisation des résultats.

Le dernier chapitre décrit la sélection des événements à état final hadronique. Les effets du détecteur sont pris en compte par une méthode de déconvolution (unfolding) et les résultats de cette mesure sont présentés. Ensuite nous procédons à une vérification de la validité de cette mesure et de la normalisation par une étude des événements à état final leptonique.

L'interprétation de cette mesure de la fonction de structure du photon indique une absence de l'invariance d'échelle à petit Q^2 et l'inadéquation des prédictions standards (VDM et QPM) à petit Q^2 .

Abstract

This thesis describes an experimental study of the photon structure function using the CELLO detector.

After a brief description of the complete CELLO detector we introduce the theoretical context and present a simulation program of the forward detector, which is an essential part of the CELLO detector for this analysis. This simulation program is tested and used in order to calculate an absolute normalisation of the results of this measurement by small angle Bhabha scattering.

The last chapter of this thesis presents the selection criteria for events with a hadronic final state. Detector effects are corrected by an unfolding procedure and the results of this measurement are shown. Finally, using the structure function formalism for events with a leptonic final state we check the validity of the hadronic measurement and the normalisation.

The essential physical results of this thesis are an indication for scale violation at low Q^2 and the inadequacy of the standard theoretical predictions (VDM and QPM) at low Q^2 .

Table des matières

Introduction	3
1 Le Détecteur CELLO	5
1.1 L'anneau PETRA	6
1.2 Le détecteur CELLO	9
1.2.1 Le détecteur central	11
1.2.2 Le calorimètre central	13
1.2.3 Le détecteur à muons	15
1.2.4 Le détecteur bouchon	15
1.2.5 Le détecteur avant	15
1.2.6 Le déclenchement	17
1.2.7 Le système d'acquisition	20
2 La Fonction de Structure du photon	23
2.1 Introduction: La physique à deux photons	23
2.2 La cinématique	24
2.3 La Fonction de Structure du Photon	28
2.3.1 La partie hadronique du photon	28
2.3.2 La partie ponctuelle du photon	29
2.3.3 Quelques remarques	30
2.3.4 La sensibilité à Λ	31
2.3.5 D'autres prédictions théoriques	32
2.4 Conclusion	34
3 La Simulation du Détecteur Avant	35
3.1 Introduction	35
3.2 Le Détecteur Avant	36
3.3 La Simulation du Détecteur Avant	38
3.3.1 Généralités	38
3.3.2 Le Programme de Simulation	38
3.3.3 Test de la Simulation par des événements de Diffusion Bhabha	42
3.4 Une Simulation Rapide	46

3.4.1	Généralités	46
3.4.2	Le Programme de Simulation Rapide	46
3.4.3	Test de la Simulation Rapide	50
3.5	Une Application : La mesure de la Luminosité.	53
3.5.1	Généralités	53
3.5.2	La section efficace de diffusion Bhabha	53
3.5.3	La Luminosité	54
3.6	Conclusion	57
4	Mesure de la Fonction de Structure	59
4.1	Introduction	59
4.2	Les Outils	60
4.2.1	La procédure d' <i>Unfolding</i>	60
4.2.2	La Simulation	68
4.3	La Mesure de la Fonction de Structure	72
4.3.1	Les Critères de Sélection	73
4.3.2	Les caractéristiques des événements multihadroniques	76
4.3.3	Le Bruit de Fond	78
4.3.4	Les corrections radiatives	79
4.3.5	L'application de l'unfolding	80
4.3.6	Résultat: La Fonction de Structure du Photon	85
4.4	L'Etat Final Leptonique	97
4.4.1	La Simulation	98
4.4.2	La Luminosité	98
4.4.3	L'Unfolding	100
	Conclusion	107
	Bibliographie	109

L'étude des collisions photon-photon est un domaine de recherche très ancien [1] qui s'est considérablement développé ces dix dernières années avec les accélérateurs e^+e^- . Un grand chapitre de cette physique est la fonction de structure du photon, auquel se rapporte le travail que j'ai mené au sein de la collaboration CELLO.

En termes de mécanique quantique le photon peut se mettre sous la forme:

$$|A\rangle = a_1|\gamma\rangle + a_2|\bar{l}l\rangle + a_3|q\bar{q}\rangle$$

et les interactions entre photons sont décrites par les termes $a_1a'_1, a_1a'_2$, etc... Le terme $a_1a'_1$ correspond au phénomène classique d'interférence d'ondes électromagnétiques sans interaction alors que les autres termes donnent lieu à une interaction avec production de leptons ou de quarks dans l'état final.

Photographier un objet par la diffusion de particules sur celui-ci est une technique courante en physique. Elle fut utilisée pour la première fois par Lord E. Rutherford of Nelson¹, qui l'inventa pour déterminer la structure atomique en faisant l'expérience d'une diffusion de particules α sur une fine feuille d'or. Aujourd'hui elle sert dans des domaines très divers, du plus petit microscope électronique au plus grand accélérateur, pour mesurer des objets de plus en plus petits.

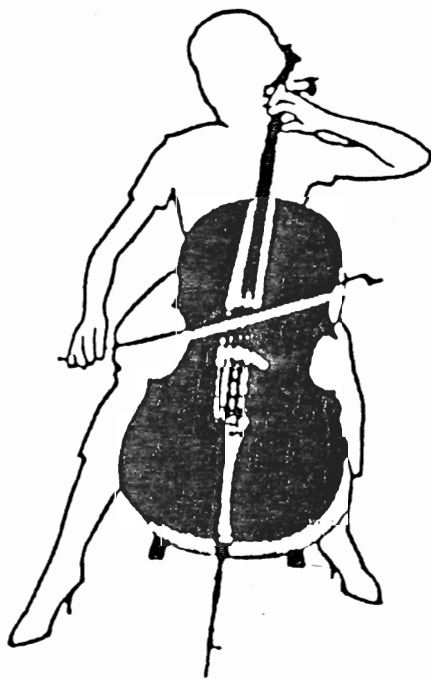
De la même façon la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ avec étiquetage d'un électron peut être interprétée comme une diffusion profondément inélastique d'un électron (étiqueté) sur un photon (cible). Les différents domaines de *masse* (Q^2) du photon sonde doivent nous permettre de mettre en évidence des comportements différents du photon cible. Nous nous servons pour cela du formalisme des fonctions de structure. Ce formalisme permet de décrire la composition d'un objet par des constituants ponctuels; il a notamment été employé pour déterminer la structure du nucléon et affirmer ainsi l'existence des quarks. Le formalisme des fonctions de structure, appliqué au photon, nous permet d'étudier sa composition et nous verrons que les quarks, dans lesquels un photon peut se transformer, ont deux types de comportements très différents dans la région cinématique de cette analyse.

Tout d'abord nous donnons une description du détecteur CELLO, ensuite nous introduisons le formalisme des fonctions de structure appliqué au photon. Etant donné que la simulation du détecteur CELLO pour cette analyse n'était pas complète, nous avons écrit un programme de simulation, dont les caractéristiques sont données dans le chapitre 3. Le dernier chapitre est consacré à la description du cadre expérimental de cette analyse et nous discutons les résultats.

¹ Physicien neo zélandais de 1871-1937, prix nobel en 1908

Chapitre 1

Le Détecteur CELLO



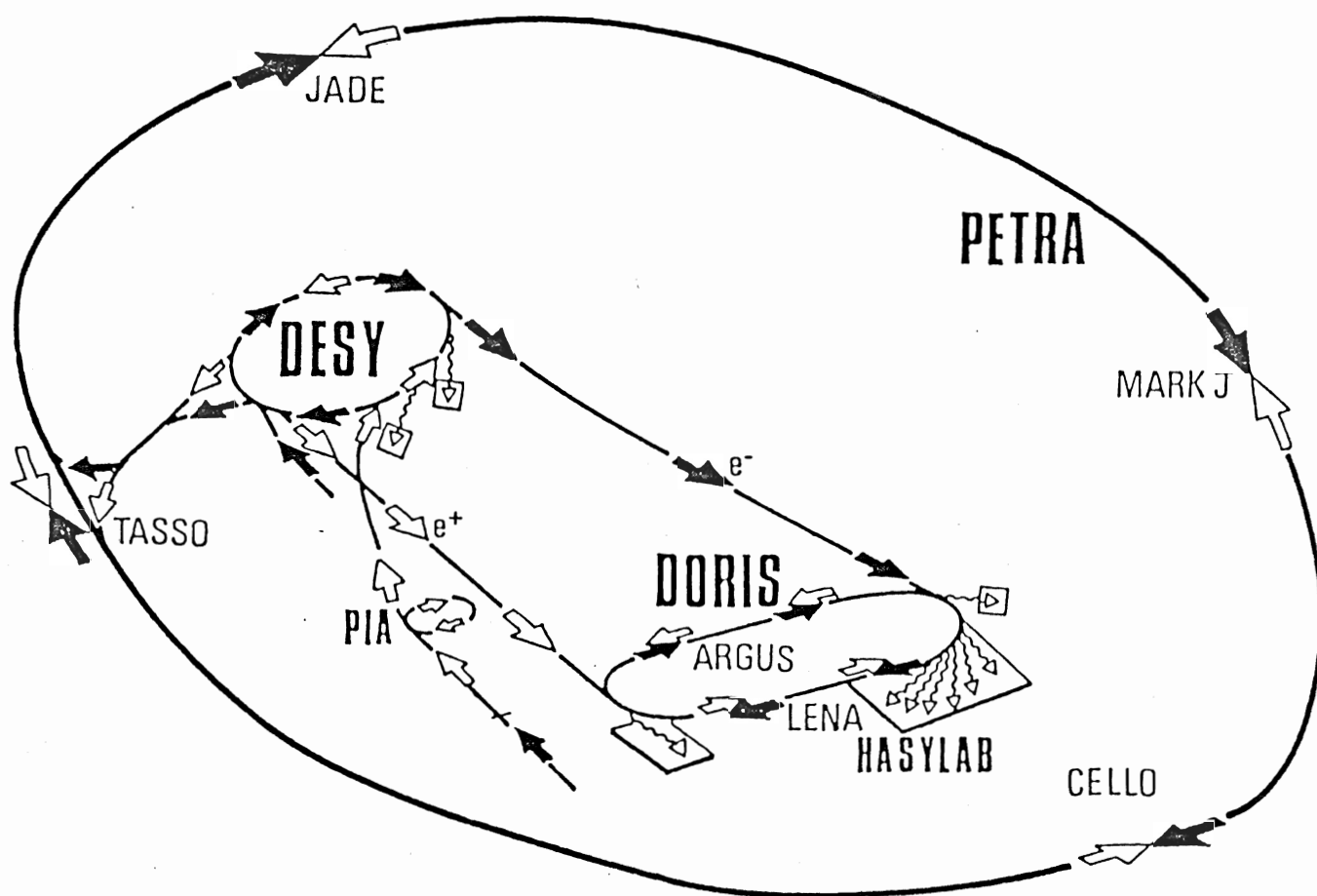
Le détecteur CELLO est installé auprès de l'anneau de collision e^+e^- PETRA (Positron Elektron Ring Anlage) qui se trouve sur le site DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) à Hambourg en RFA. DESY est un centre de recherche qui possède en dehors de PETRA d'autres accélérateurs (fig. 1.1) il est en outre le site du futur accélérateur e^+p HERA.

1.1 L'anneau PETRA

L'anneau de collision PETRA fonctionnant depuis 1978 comporte quatre zones d'interactions où sont placés les quatre détecteurs: Mark J, Jade, Tasso, et Pluto/Cello. Les détecteurs Pluto et Cello se sont partagés une zone d'interaction jusqu'en août 1982.

Les données que nous utilisons pour cette analyse ont été prises en 1986, pendant la 8^{ème} et dernière année de fonctionnement de PETRA en tant qu'anneau de collision. Durant cette année le faisceau a produit une grande luminosité (fig. 1.2) à une énergie fixe de 17,5 GeV. Dans le tableau ci-dessous nous résumons quelques caractéristiques de cet anneau en 1986.

Energie par faisceau	17,5 GeV
Circonférence	2300 m
Nombre de cavités RF	56
Nombre d'aimants dipôles	224
Nombre d'aimants quadrupôles	304
Nombre d'aimants sextupôles	200



33342

Figure 1.1: L'état de l'anneau de collision e^+e^- PETRA en 1986 et l'emplacement de l'expérience CELLO.

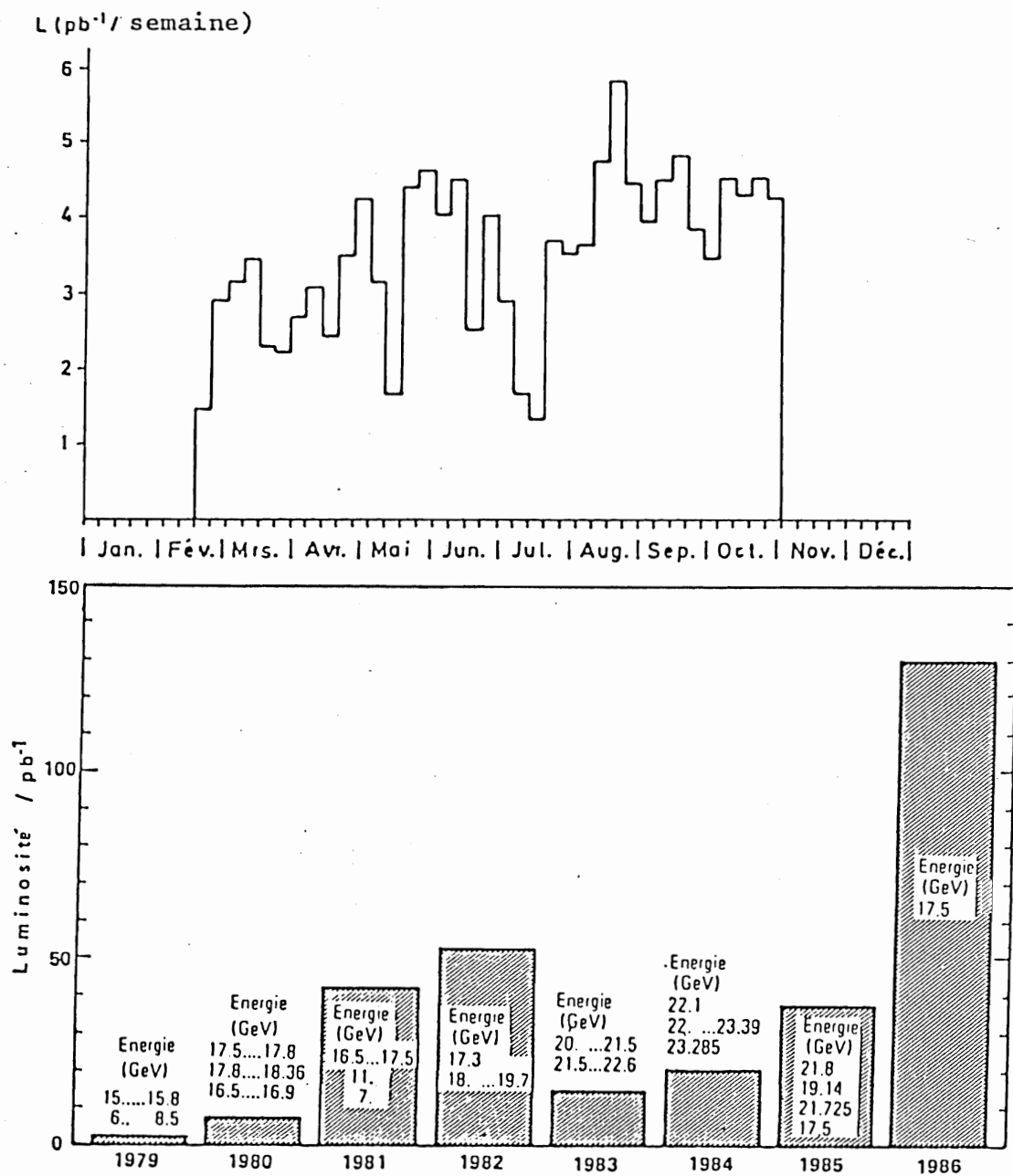


Figure 1.2:

En haut La luminosité moyenne des quatre expériences de l'anneau PETRA par semaine pour l'année 1986.

En bas La luminosité moyenne de l'anneau PETRA pour l'année 1986 comparée à celle des autres années.

1.2 Le détecteur CELLO

Les caractéristiques de ce détecteur ont déjà été exposées dans beaucoup de publications et thèses [2]. Le but de ce chapitre ne sera donc pas de donner à nouveau une description détaillée mais plutôt de rappeler les propriétés fondamentales de ce détecteur pour aider à la bonne compréhension des chapitres suivants.

CELLO est un détecteur magnétique avec une acceptance d'environ 4π stéradians (fig. 1.3). Il est constitué de :

- un solénoïde avec une bobine supraconductrice de faible épaisseur créant un champ magnétique de 1,3 Tesla.
- à l'intérieur de ce solénoïde se trouve une succession de chambres proportionnelles et de chambres à dérive, nommée *détecteur central*. Ces chambres permettent la détection des traces chargées.
- un ensemble calorimétrique à Argon liquide entourant les chambres et le solénoïde, qui permet de mesurer l'énergie et la direction des électrons et photons. Ce calorimètre permet d'effectuer une mesure des particules neutres et complète l'information du détecteur central pour les électrons.
- un détecteur à muons, constitué de:
 1. un *bouclier de Fer* (de 80 cm d'épaisseur $\sim 4,7$ longueurs d'interaction) entourant les dispositifs précédents, qui permet d'absorber la plupart des hadrons (filtre hadronique).
 2. un ensemble de 30 chambres à muons, qui couvrent approximativement 92 % de l'angle solide.
- Le détecteur est complété par des éléments frontaux:
 1. une couronne de scintillateurs (hole tagger) couvrant la région angulaire 370 à 500 mrad.
 2. deux calorimètres couvrant la région angulaire 90 à 500 mrad. (correspondant à une acceptance réelle de 150 à 350 mrad.), précédés de chambres proportionnelles pour la détection des traces chargées. (Les *end caps* ou *détecteur bouchon*.)
 3. deux détecteurs avant, couvrant la région angulaire de 44 à 118 mrad. (correspondant à une acceptance réelle de 51 à 81 mrad.), constitués de scintillateurs et de verre au plomb.

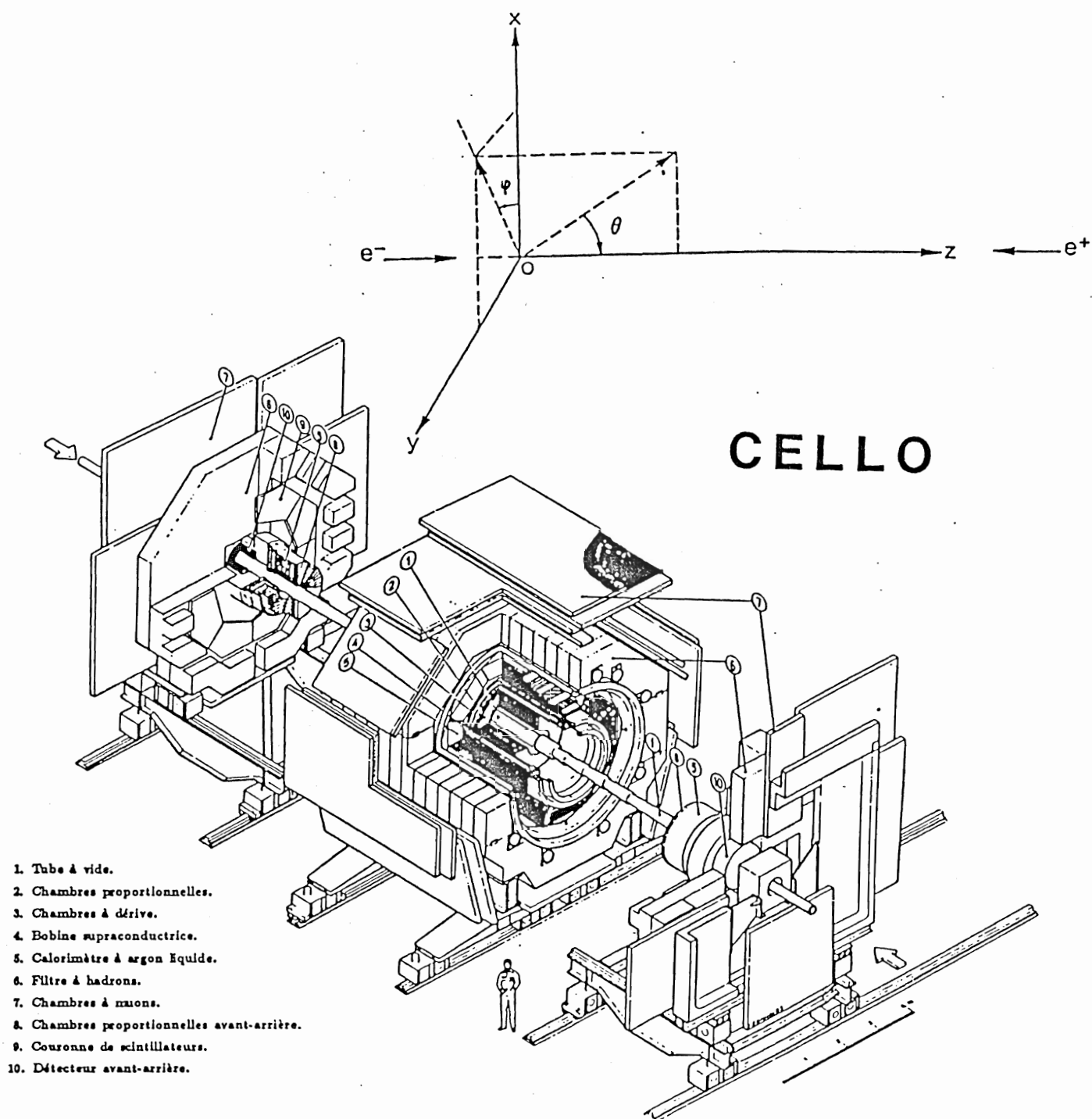


Figure 1.3: Une vue du détecteur CELLO et une définition du système de coordonnées.

Ces deux derniers dispositifs permettent la détection de particules à petit angle et notamment l'étiquetage des électrons et positrons.

1.2.1 Le détecteur central

Cette partie du détecteur CELLO est constituée de 2 couches de tubes à dérive (BPC) puis d'une alternance de 5 chambres proportionnelles (PC) et de 7 chambres à dérive (DC). La figure 1.4 montre la disposition de ces chambres. Elles forment un cylindre de 2,20 m de long et de 70 cm de rayon. Le détecteur central assure la reconstruction des particules chargées et la détermination de leur impulsion grâce au champ magnétique. La résolution en impulsion de l'ensemble des chambres peut être approchée par:

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{3,5 + 6,2 P^2 10^{-2}}$$

avec P exprimé en GeV/c.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans une des chambres, elle ionise au passage le gaz et crée ainsi une avalanche d'électrons au voisinage du fil, qui est recueillie par le fil de lecture.

a) Les tubes à dérive

Ces tubes sont disposés en deux couches à 10,9 cm et 11,37 cm de l'axe du faisceau. Ils permettent d'améliorer la reconstruction des traces près du point d'interaction. Ils sont constitués, comme leur nom l'indique, de fils contenus dans des tubes et couvrent la région d'acceptance de $\pi - 213 \geq \theta \geq 213 \text{ mrad.}$ En utilisant les temps de dérive on peut, à l'aide de ces tubes, rejeter une partie de la contamination cosmique.

b) Les chambres proportionnelles

Ces chambres sont constituées d'une nappe cylindrique de fils anodiques parallèles à l'axe du faisceau, espacés de 2 à 3 mm. Les fils d'anode sont placés entre deux ensembles de bandes cathodiques de 4,5 mm de largeur orientés l'un à 30° et l'autre à 90° par rapport à l'axe du faisceau. Les chambres proportionnelles couvrent la région d'acceptance $|\cos(\theta)| \leq 0,91$ (fig. 1.6). Les impacts des avalanches d'électrons sur les fils d'anode permettent de reconstruire la trace projetée dans le plan $R\phi$, perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les bandes cathodiques permettent de constituer une vue

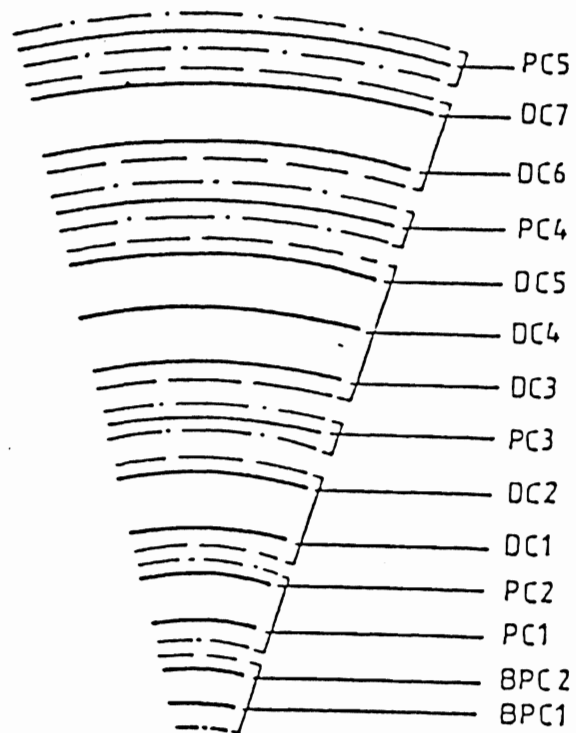


Figure 1.4: Disposition relative des 5 chambres proportionnelles (PC), des 7 chambres à dérive (DC) et des 2 chambres à tubes (BPC).

dans un plan RZ , parallèle à l'axe du faisceau. L'ensemble baigne dans un mélange de gaz (argon, isobutane et fréon). La résolution spatiale obtenue pour l'ensemble des chambres proportionnelles est $\sigma_{R\phi} = 500 \mu m$ dans la vue $R\phi$ et $\sigma_{RZ} = 450 \mu m$ dans la vue RZ .

c) Les chambres à dérive

La reconstruction des traces chargées est complétée, pour améliorer la résolution spatiale, par les chambres à dérive. Elles sont constituées de cellules de dérive cylindriques qui comportent chacune un fil de lecture, entouré de 4 fils de cathode et de deux fils de potentiel, le tout baigne dans un mélange de gaz argon et éthane. Ces chambres ne donnent qu'une projection de la trace dans le plan $R\phi$, mais avec une bonne résolution $\sigma_{R\phi} = 180 \mu m$. Ceci permet une meilleure séparation des traces, notamment pour des événements à grande multiplicité.

1.2.2 Le calorimètre central

Ce calorimètre électromagnétique comprend 16 modules de section trapézoïdale, chacun de 2m de long et 40 cm d'épaisseur (fig. 1.5), couvrant la région d'acceptance $\cos(\theta) \leq 0,86$ (fig. 1.6). Ces modules sont assemblés suivant une symétrie octogonale dans le plan $R\phi$ et placés dans un cryostat cylindrique entourant l'aimant et rempli d'argon liquide à 86° K. Chaque module a une structure en 7 couches et représente environ 20,5 longueurs de radiation. Une couche est composée d'une alternance de plaques de plomb mises à la masse et de bandes de plomb de 2 cm de largeur reliées à la haute tension. Ces bandes sont orientées à 0°, 45° et 90° par rapport à l'axe du faisceau pour permettre la reconstruction de points dans l'espace. Les plaques et les bandes de plomb sont séparées d'environ 3,6 cm d'argon liquide.

Lorsqu'un électron ou un photon pénètre dans un module du calorimètre et y forme une gerbe électromagnétique, les électrons de celle-ci sont recueillis sur les bandes de plomb. Ceci aboutit à un courant électrique qui après mesure et calibration détermine l'énergie de la gerbe. En tenant compte de toute la matière qui se trouve devant le calorimètre (\sim une longueur de radiation), la résolution en énergie peut être approchée par :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E}} \quad \text{avec } E \text{ en GeV}$$

La résolution angulaire est approximativement $\Delta\theta = \Delta\phi = 10 \text{ mrad}$.

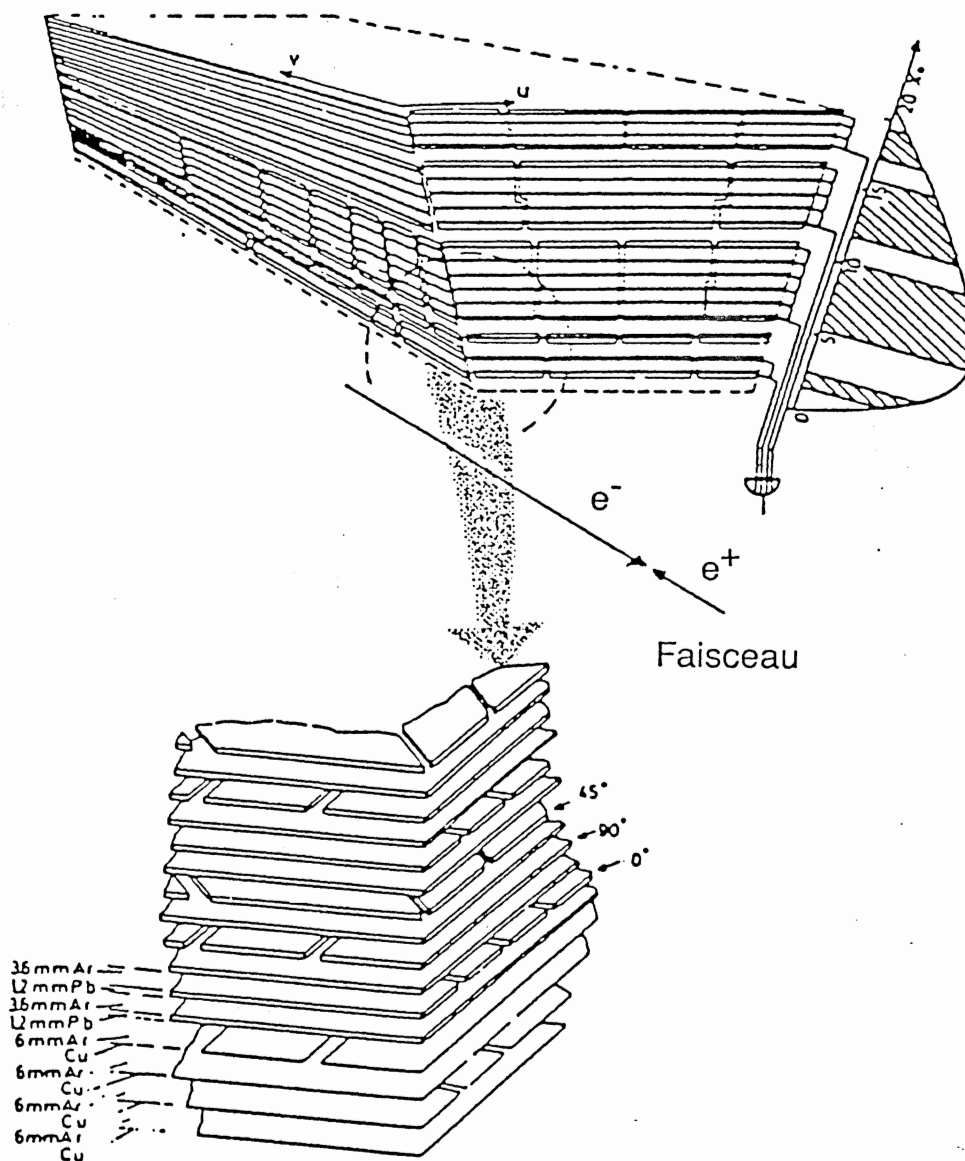


Figure 1.5: La structure d'un module du calorimètre central à argon liquide.

1.2.3 Le détecteur à muons

Ce détecteur se compose de 30 chambres à fils qui se trouvent à l'extérieur du filtre hadronique, donc plus de 90% [3] des particules chargées qui y parviennent sont des muons. Les chambres sont composées d'un plan de fils anodiques entre deux plans de bandes cathodiques de 1,06 cm de largeur et orientées à 34° et 124° par rapport aux fils anodiques. Les fils anodiques sont séparés de 1,27 cm et les bandes cathodiques de 1,5 cm, ce qui aboutit à une résolution sur la position des muons de 6 mm environ.

1.2.4 Le détecteur bouchon

Le détecteur bouchon est un calorimètre de même type que le calorimètre central à des différences géométriques près. Il couvre la région avant-arrière de 90 à 500 mrad. et est efficace entre 150 et 350 mrad.. Devant ce calorimètre se trouvent des chambres proportionnelles frontales pour la détection des traces chargées et pour une meilleure mesure de la position. Pour une énergie d'environ 20 GeV et dans le domaine d'acceptance défini dans ce paragraphe, les résolutions sont:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta E}{E} &= 10\% \\ \Delta\theta &= 6 \text{ mrad.} \\ \Delta\phi &= 20 \text{ mrad. lorsque } \theta = 200 \text{ mrad.}\end{aligned}$$

1.2.5 Le détecteur avant

Ce détecteur sert principalement à l'étiquetage des électrons. Il est efficace dans la région avant arrière de 51 à 81 mrad.. Sa construction, particulièrement adaptée à la détection d'électrons et de photons, comporte un ensemble de scintillateurs semi-circulaires pour déterminer la direction (θ, ϕ) et d'un ensemble barreaux de verre au plomb de 12 et 14 longueurs de radiation pour la mesure de l'énergie. Ce détecteur est décrit avec plus de détails dans le chapitre 3. Les résolutions pour ce détecteur sont:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta E}{E} &= 10\% \\ \Delta\theta &= 3,5 \text{ mrad.} \\ \Delta\phi &= \frac{\pi}{10} \text{ rad.}\end{aligned}$$

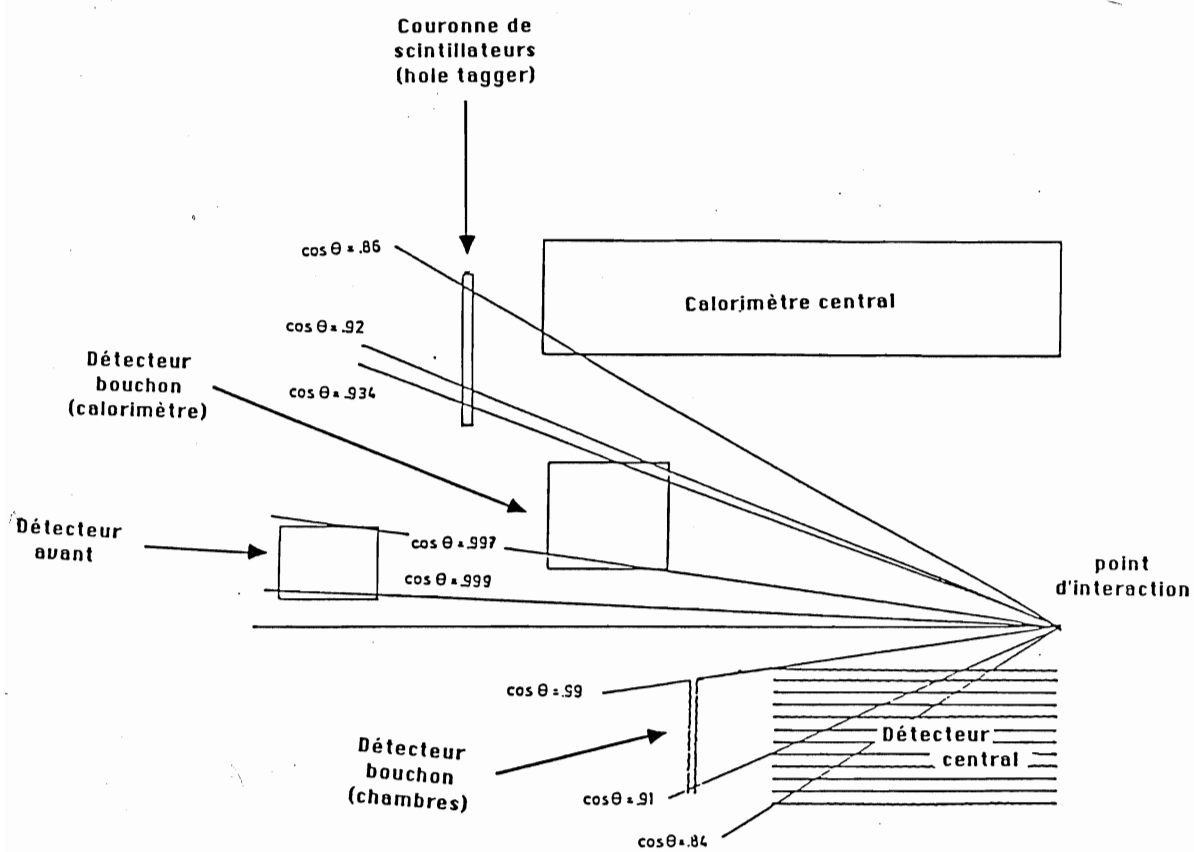


Figure 1.6: Les acceptances de certains composants du détecteur CELLO

1.2.6 Le déclenchement

Au niveau de la zone d'interaction du détecteur CELLO, il y a un croisement de paquets d'électrons et de positrons toutes les $4 \mu s$. La lecture de toutes les voies électroniques prend environ un temps de $20 ms$. Or la plupart des croisements ne produisent pas une véritable interaction physique. C'est pour cette raison que le détecteur CELLO possède un système de déclenchement de premier niveau, qui peut en moins de $3 \mu s$ décider si un événement est *a priori* intéressant. C'est seulement ensuite, si les conditions de déclenchement ont été satisfaites que toutes les voies électroniques de l'acquisition sont lues et enregistrées.

Comme le type d'événements qui peut se produire lors de l'interaction est très varié, il existe plusieurs types (il y en a 16) de déclenchements, nommés *trigger*, qui correspondent tous à un certain nombre de critères simples. On peut les regrouper en trois ensembles primaires: le déclenchement chargé, le déclenchement neutre et le déclenchement à petit angle. La plupart des déclenchements sont une combinaison de ces déclenchements primaires.

a) Le déclenchement chargé

Ce déclenchement sur des traces chargées est fait d'une part à l'aide des signaux d'anode des 5 chambres proportionnelles et de 2 chambres à dérive du détecteur central pour la logique dans le plan $R\phi$ et d'autre part à l'aide des signaux des cathodes des 5 chambres proportionnelles pour la logique dans le plan RZ . On cherche alors des traces indépendamment dans les deux projections. Le champ magnétique étant orienté suivant l'axe OZ , on cherche:

- ⊙ des projections courbées de traces dans le plan $R\phi$, ayant une impulsion transverse supérieure à $200 \text{ MeV}/c$ (en dessous de cette valeur le faible rayon de courbure de la trace ne permet pas de traverser suffisamment de chambres).
- ⊙ des projections droites de traces dans le plan RZ , coupant l'axe OZ à moins de $\pm 15 \text{ cm}$ du point d'interaction.

Pour des raisons de rapidité, les signaux des chambres ont été groupés en 64 secteurs dans la vue $R\phi$ et en 37 secteurs dans la vue RZ (fig. 1.7). Chaque configuration de secteurs pouvant correspondre à une trace (les *masques*) existe en mémoire. Après un croisement de faisceau la configuration mesurée

est seulement comparée aux configurations préenregistrées pour *décider* du déclenchement chargé.

b) Le déclenchement neutre

Pour le déclenchement neutre certaines des voies électroniques des modules du calorimètre ont été groupées en sommes analogiques. Un déclenchement est donné si une des sommes dépasse un certain seuil, correspondant à une certaine énergie minimale déposée. Il existe plusieurs seuils différents.

c) Le déclenchement à petit angle

Il est déterminé par le détecteur avant ou par le détecteur bouchon. Ce déclenchement correspond à un dépôt d'énergie supérieur à un certain seuil. Ce type de déclenchement sert notamment à reconnaître les événements étiquetés.

e) Exemples de déclenchements

Nous donnons ici quelques exemples de déclenchements qui nous servent dans le cadre de cette analyse.

α) Trigger 7

$$[R\phi - L(1)].RZ(1).FWD$$

Les critères sont: Une trace chargée dans la vue $R\phi$ avec un moment transverse supérieur à 250 MeV/c -L(1)- et une trace chargée dans la vue RZ et un dépôt minimal d'énergie de 3 GeV dans le détecteur avant.

β) Trigger 14

$$FWD.FWD$$

Deux dépôts d'énergie dépassant 5 GeV chacun dans deux quarts opposés du détecteur avant.

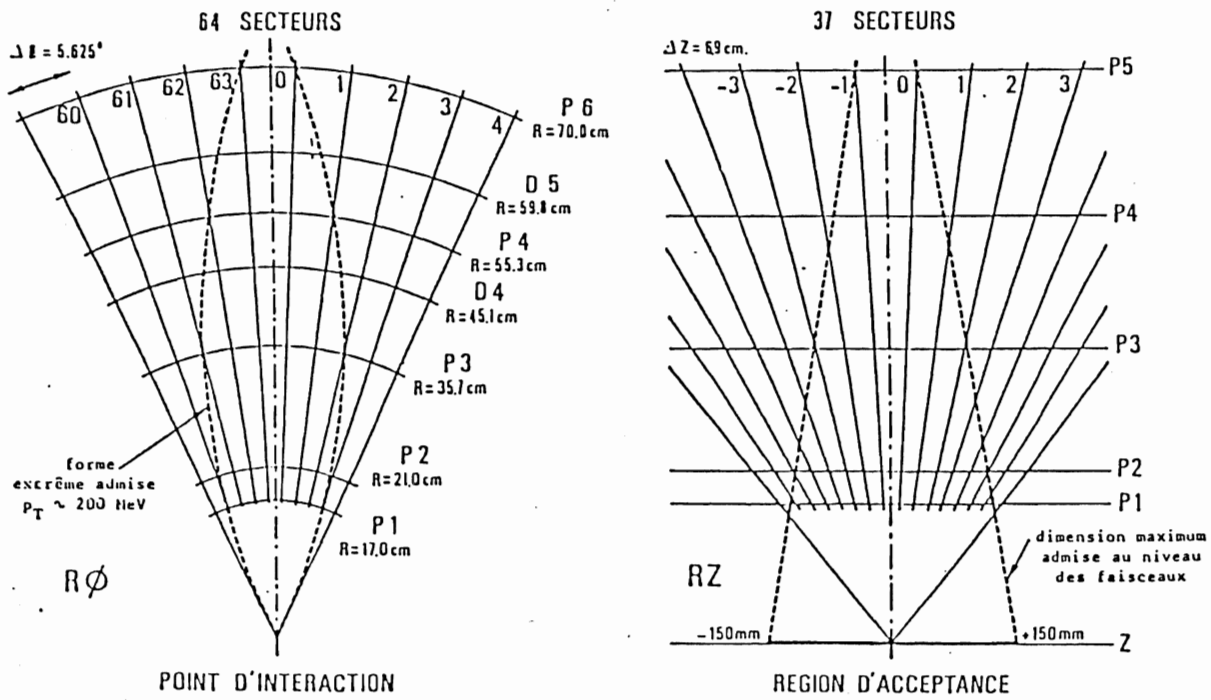


Figure 1.7: La configuration des secteurs et des masques du déclenchement chargé. Les abréviations signifient: P pour chambre proportionnelle, D pour chambre à dérive.

1.2.7 Le système d'acquisition

Quand les conditions du déclenchement d'un certain type ont été remplies, l'information de l'ensemble du détecteur est transmise à un calculateur PDP 11/45 (PDP 1) par l'intermédiaire d'une interface CAMAC. A ce stade on applique un programme filtre qui rejette environ $\frac{2}{3}$ des événements, car ils correspondent à des configurations de bruit de fond. Ce filtre a des critères très simples, il demande notamment que les traces proviennent du point d'interaction, il fait des combinaisons de masques ou encore des sommes d'énergies.

Le $\frac{1}{3}$ d'événements restants est ensuite transmis à un deuxième calculateur PDP 11/44 (PDP 2) qui effectue des histogrammes de contrôle et qui transmet l'information à l'IBM du centre de calcul de DESY.

21

```

EXP 44 RUN 11000 EVENT          73
LEVEL 2 SPUR
SP 0 Z P (GEV)  LA MU
1 - - 1.657 16
2 + + 0.872
3 - + 0.328 20
4 + - 0.318
5 + - 0.288
6 + - 0.656

```

LATRAK		BANKS			
LA	TP	E (GEV)	SP	MO	
4		0.502		19	
6		0.192		1	
9		0.079		3	
16		0.546	1	9	
20		0.195	3	12	

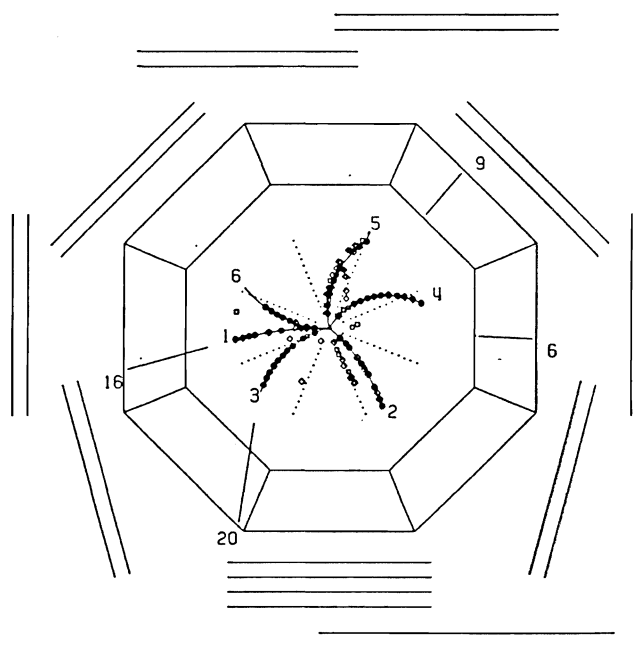
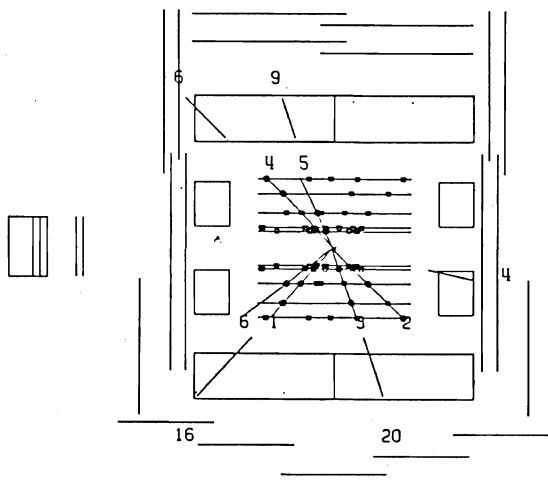
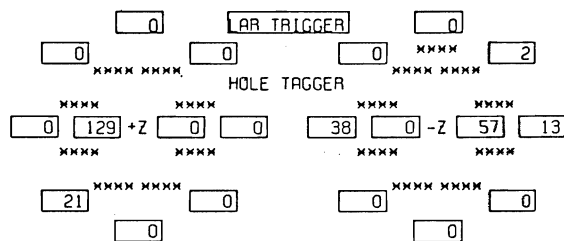


Figure 1.8: Un événement vu par le détecteur CELLO.

Chapitre 2

La Fonction de Structure du photon

2.1 Introduction: La physique à deux photons

En électrodynamique quantique (QED) la diffusion d'un photon par un autre est représentée par les diagrammes de Feynman (fig. 2.1). En effet, un photon peut fluctuer pendant un instant δt en une paire virtuelle fermion-antifermion; si δt est assez grand, la diffusion de deux photons devient possible à travers ces fermions [4] (il n'y a pas de couplage direct entre photons en QED). Une façon d'étudier ce processus, suggérée pour la première fois par Low [5] en 1960, consiste à se servir du *nuage* de photons virtuels [6] accompagnant les électrons ou positrons dans les faisceaux $e^+ - e^-$ (fig. 2.2) On observe ainsi les réactions comme $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ ou $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$, (fig. 2.3).

Plusieurs champs d'investigation sont alors ouverts:

1. Une étude de la production de paires de leptons comme un test de la QED.
2. Une étude des résonances hadroniques produites par l'interaction des deux photons
3. Une étude du comportement du photon lui-même, en considérant l'interaction des deux photons comme une diffusion d'un photon *sonde* sur un photon *cible*.

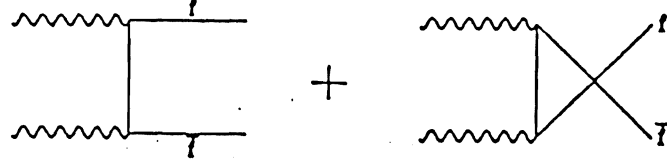


Figure 2.1: Les diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas pour la diffusion de deux photons

La mesure de la fonction de structure du photon entre dans ce dernier champ. Dans cette étude nous exigerons que le photon sonde soit hautement virtuel ($Q^2 = -q_1^2 \gg 0$) et que le photon cible soit proche de sa couche de masse ($P^2 = -q_2^2 \sim 0$). Pour nous en assurer nous détectons l'électron dont est issu le photon sonde entre $51 \leq \theta \leq 81 \text{ mrad}$. (étiquetage $\Leftrightarrow 0,37 \leq Q^2 \leq 2,44 \text{ GeV}^2$ et $\langle Q^2 \rangle = 0,96 \text{ GeV}^2$) et l'autre qui produit le photon cible ne doit pas être diffusé au-delà de 51 mrad. (antiétiquetage $\Leftrightarrow P^2 \leq 0,80 \text{ GeV}^2$ et $\langle P^2 \rangle = 0,018 \text{ GeV}^2$).

2.2 La cinématique

L'amplitude de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$ (fig. 2.2) s'écrit dans le cas général pour un état final X hadronique [7] [8]:

$$T = \frac{e^4}{q_1^2 q_2^2} j_\mu j_\nu R^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

où j_μ et j_ν représentent les courants leptoniques et $R^{\mu\nu}$ décrit la partie hadronique de l'interaction. La section efficace étant proportionnelle au carré de l'amplitude:

$$d\sigma \sim |T|^2 \sim \alpha^4 t_1^{\mu_1\nu_1} t_2^{\mu_2\nu_2} M_{\mu_1\mu_2\nu_1\nu_2} \quad (2.2)$$

où $t_i^{\mu_i\nu_i}$ est le tenseur électromagnétique et $M_{\mu_1\mu_2\nu_1\nu_2}$ est le tenseur hadronique. Ce tenseur est de rang 4, donc il a $4^4 = 256$ composantes. Le nombre de composantes indépendantes peut être réduit à 6 par des arguments d'invariance de jauge, d'invariance par P et T et par le théorème optique. L'expression finale contient alors quatre termes correspondant aux sections efficaces $\sigma_{TT}, \sigma_{TL}, \sigma_{LT}, \sigma_{LL}$ et deux termes d'interférence τ_{TT}, τ_{TL} . Les indices de polarisation longitudinale (L) et transversale (T) se rapportent respectivement au premier et au deuxième photon.

$$d\sigma = K \left\{ 4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{LT} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{TL} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{LL} \right.$$

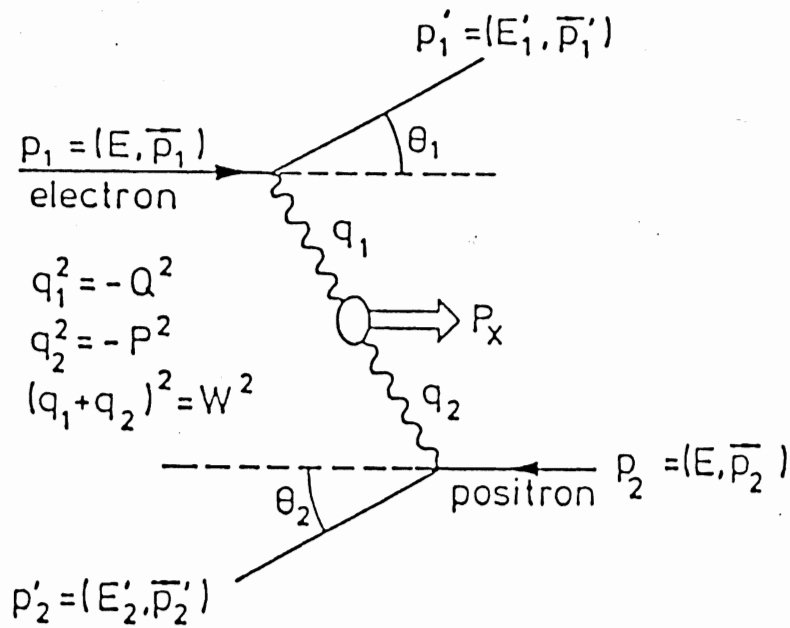


Figure 2.2: Diagramme de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$ avec une définition des termes cinématiques.

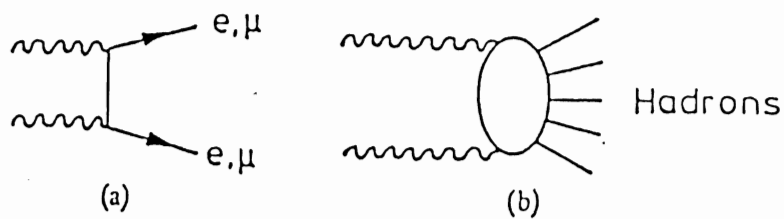


Figure 2.3: La diffusion inélastique de deux photons.

(a): $\gamma\gamma \rightarrow$ paire de leptons

(b): $\gamma\gamma \rightarrow$ hadron. Le centre de l'interaction est représenté sous forme d'un ovale pour indiquer qu'une multitude de diagrammes peut contribuer à ce résultat.

$$+2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{TT}\cos(2\tilde{\phi}) - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{TL}\cos(\tilde{\phi}) \} \frac{dp'_1 dp'_2}{E'_1 E'_2} \quad (2.3)$$

Les ρ_i sont les matrices de densité des photons virtuels et $\tilde{\phi}$ est l'angle entre les plans de diffusion des électrons finals dans le référentiel du centre de masse. Les facteurs K et ρ_i ne dépendent que des quantités mesurables p_i et q_i ; ils ont été calculés dans la référence [15]. Dans le cadre de cette analyse nous pouvons faire une simplification supplémentaire, car nous nous intéressons seulement au cas où un des photons (le photon cible) est quasi réel ($P^2 \sim 0$ pour l'antiétiquetage à 51 mrad.). Il ne peut donc pas avoir une composante de polarisation longitudinale. D'où $\sigma_{TL} = \sigma_{LL} = 0$. La section efficace s'écrit dans ce cas:

$$d\sigma_{e+e^- \rightarrow e+e^- X} = \Gamma_t(\sigma_{TT} + \varepsilon\sigma_{LT})f_{\gamma|e}(z) d\Omega_1 dE'_1 dz \quad (2.4)$$

avec $\Gamma_t = \frac{\alpha E'_1}{2\pi^2 Q^2} \frac{1+(1-y)^2}{y}$ le flux de photon sonde

$\varepsilon = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}$ le degré de polarisation du photon sonde

et $f_{\gamma|e}(z) = \frac{\alpha}{\pi z} \left\{ [1 + (1-z)^2] \ln\left(\frac{E_b(1-z)}{m_e z}\right) \theta_2^{max} - 1 + z \right\}$

Les variables d'échelle sont définies par:

$$y \equiv \frac{q_1 \cdot q_2}{p_1 \cdot q_2} = 1 - \frac{E'_1}{E_b} \cos^2\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \quad \text{et} \quad z \equiv \frac{E_\gamma}{E_b}$$

où E_b est l'énergie du faisceau et E_γ est l'énergie du photon cible. Les variables d'indice 1 se rapportent à l'électron étiqueté ou au photon sonde et celles d'indice 2 à l'autre électron ou au photon cible.

On peut interpréter $f_{\gamma|e}(z)dz$ comme la densité de photon cible. Elle peut être calculée par la méthode de l'approximation de photons équivalents (EPA) ou Weizsäcker-Williams.

$\Gamma_t d\Omega_1 dE'_1$ et $\Gamma_t \varepsilon d\Omega_1 dE'_1$ sont respectivement le nombre de photons sonde de polarisation transverse et longitudinale contenu dans $d\Omega_1 dE'_1$.

Dans le cas d'un photon cible presque réel on peut relier les fonctions de structure aux sections efficaces par les relations:

$$F_1 = \frac{Q^2}{8\pi^2 \alpha x} \sigma_{TT} \quad \text{et} \quad F_2 = \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha} (\sigma_{TT} + \sigma_{LT}) \quad (2.5)$$

avec la variable de Bjorken :

$$x \equiv -\left(\frac{q_1^2}{2q_1 \cdot q_2}\right) = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} Q^2 = -q_1^2 \\ W^2 = |q_1 + q_2|^2 \end{cases}$$

On peut alors, après un changement de variables et en introduisant tous les termes définis plus haut, écrire la section efficace 2.4 sous la forme:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{16\pi\alpha^2 E_b E_\gamma}{Q^4} \left\{ (1-y)F_2 + xy^2 F_1 \right\} f_{\gamma|e}(z) dz \quad (2.6)$$

Dans cette expression se trouvent deux fonctions de structure F_1 et F_2 . Dans le cas général il y a une troisième fonction de structure F_3 ou F_x qui correspond au terme d'interférence τ_{TT} de l'équation 2.3 et qui contient donc un facteur $\cos(2\tilde{\phi})$. Mais ce terme disparaît lorsque l'on fait l'intégration implicite en $\tilde{\phi}$ dans le cas où l'on ne détecte pas les deux électrons (double étiquetage).

Dans une analyse où l'électron est étiqueté à des petits angles la variable y est en général très petite. La valeur moyenne expérimentale de y dans cette étude est $\langle y \rangle = 0,27$. Etant donné qu'expérimentalement $x < 0,5$ et que le facteur multiplicatif devant F_1 dans l'expression 2.6 comporte xy^2 , nous pouvons négliger la contribution de F_1 et faire l'hypothèse que la section efficace n'est sensible qu'à F_2 . Ceci nous permet de relier la distribution en x des données expérimentales directement à F_2 .

On peut faire une approximation plus fine en ne négligeant que la contribution de polarisation longitudinale ($\sigma_{LT} \sim 0$). Les deux fonctions de structure peuvent alors être reliées par la relation de Callan-Gross :

$$F_2 = 2xF_1$$

L'équation 2.6 devient dans ce cas:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{16\pi\alpha^2 E_b E_\gamma}{Q^4} \left\{ \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2 \right\} f_{\gamma|e}(z) dz \quad (2.7)$$

2.3 La Fonction de Structure du Photon

Lorsqu'il a été suggéré en 1971 d'utiliser la diffusion profondément inélastique d'un photon virtuel (sonde) sur un photon quasi réel (cible) [9] [10] pour mesurer la fonction de structure du photon, on s'attendait à ce qu'elle soit semblable à celle du nucléon. En effet, le photon peut se coupler via le modèle de dominance de mésons vecteur (VDM) à un méson vecteur du type: ρ, ω, ϕ . La durée de vie de cet état vaut approximativement:

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta E} \sim \frac{2|q_2|}{m_v^2 + P^2}$$

Donc pour un photon quasi réel de *masse* $P^2 = -q_2^2 \sim 0$ cet état peut exister assez longtemps pour que le photon virtuel puisse *sonder* la structure du méson. On dira que c'est la partie hadronique du photon.

C'est seulement deux ans plus tard qu'il a été proposé [11] que le photon pouvait aussi réaliser un couplage ponctuel à une paire de quarks *libres*. C'est ce que l'on appelle la partie ponctuelle du photon.

De toutes les façons, et cela quel que soit le couplage du photon cible aux quarks (ponctuel ou hadronique) la fonction de structure F_2 joue le rôle de fonction de probabilité comme proposé par Feynman en 1972 [4]:

$$F_2^{\gamma}(x, Q^2) = x \sum_{i=u,d,s,\dots}^{saveurs} e_{q_i}^2 \{q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)\} \quad (2.8)$$

où $q_i(x, Q^2)$ représente la densité de quarks dans le photon, pondérée par les moments, et comme le photon est sa propre antiparticule $q_i(x, Q^2) = \bar{q}_i(x, Q^2)$.

2.3.1 La partie hadronique du photon

Cette partie du photon étant hautement non perturbative, ne peut être calculée exactement. Une approche de la fonction de structure hadronique $F_2^{\gamma-had}(x, Q^2)$ peut être faite en la reliant aux fonctions de structure des mésons vecteur (à l'aide du modèle VDM). Si g_v est la constante de couplage du photon au méson vecteur v on peut interpréter $\frac{\alpha\pi}{g_v^2}$ comme la probabilité qu'un photon devienne un méson v .

Ainsi:

$$F_2^{\gamma-had}(x, Q^2) = \sum_{v=\rho,\omega,\phi,\dots} \left(\frac{\alpha\pi}{g_v^2} \right) F_2^v(x, Q^2) \quad (2.9)$$

Lorsque l'on fait une somme cohérente sur les saveurs on peut faire l'approximation :

$$F_2^{\gamma-had}(x, Q^2) \simeq 1,6 \left(\frac{\alpha\pi}{g_\rho^2} \right) F_2^{\rho^0}(x, Q^2)$$

Dans le modèle VDM on suppose, avec l'argument d'invariance d'isospin, que:

$$F_2^{\rho^0}(x, Q^2) = F_2^{\pi^0}(x, Q^2) = F_2^{\pi^-}(x, Q^2)$$

Et d'après l'équation 2.8 :

$$F_2^{\pi^-} = x \left(\left(\frac{4}{9} q_{\bar{u}}(x, Q^2) + \frac{1}{9} q_d(x, Q^2) \right) \right) = \frac{5}{9} x q_{\bar{u}}(x, Q^2) \quad (2.10)$$

La fonction de structure du π^- a été mesurée par le processus de Drell Yan [13] :

$$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- X$$

ce qui a donné la paramétrisation:

$$x q_{\bar{u}}(x) = 0,52(1-x)^{1,02}$$

en prenant [14] : $\left(\frac{\alpha\pi}{g_\rho^2} \right) = (2,85 \pm 0,3)10^{-3}$ on obtient:

$$F_2^{\gamma-had} = 0,18\alpha(1-x)^{1,02}$$

Ce résultat est très voisin de la paramétrisation habituelle [15]:

$$F_2^{\gamma-had} = 0,2\alpha(1-x) \quad (2.11)$$

2.3.2 La partie ponctuelle du photon

Lorsque le photon cible se couple ponctuellement aux quarks *libres* on peut déterminer la fonction de structure $F_2^{\gamma-PL}$ complètement par des calculs de l'électrodynamique quantique (QED). Le résultat ¹ à l'ordre le plus bas en α pour des quarks de masses m_q et des charges fractionnaires e_q , développé par exemple par Budnev et al [15] est:

$$F_2^{PL}(x, Q^2) = 3 \sum_{q=u,d,s} e_q^4 \frac{\alpha x}{\pi} \left\{ [x^2 + (1-x)^2] \ln \left(\frac{W^2}{m_q^2} \right) + 8x(1-x) - 1 \right\} \quad (2.12)$$

Cette fonction de structure est valable lorsqu'on peut négliger la masse du photon cible $P^2 = -q_2^2 \ll \frac{m_q^2}{x(1-x)}$, en outre elle contient un facteur de seuil

¹L'indice *PL* signifie *Point-Like* ce qui veut dire ponctuel

$\ln \left(\frac{W^2}{m_q^2} \right)$, elle n'est valable que loin de ce seuil c.à.d. $W^2 \gg m_q^2$. Au voisinage du seuil (ce qui est déjà le cas à partir de la masse du quark c dans cette analyse) l'expression 2.12 devient [15] :

$$F_2^{PL}(x, Q^2) = 3e_q^4 \frac{\alpha x}{\pi} \left\{ \Delta \left(8x(1-x) - 1 - \frac{4m_q^2}{Q^2} x(1-x) \right) + \left([x^2 + (1-x)^2] + \frac{4m_q^2}{Q^2} x(1-3x) - \frac{8m_q^4}{Q^4} x^2 \right) \log \left(\frac{1+\Delta}{1-\Delta} \right) \right\} \quad (2.13)$$

avec $\Delta = \sqrt{1 - \frac{4m_q^2 x}{(1-x)Q^2}}$.

2.3.3 Quelques remarques

1) L'invariance d'échelle

On remarque que la partie hadronique de la fonction de structure du photon a un comportement semblable à celle du nucléon. En effet, elle décroît pour des valeurs croissantes de x et surtout elle est invariante d'échelle (elle ne dépend pas de Q^2).

La partie ponctuelle par contre a un comportement différent, et elle montre une violation de l'invariance d'échelle. La dépendance en Q^2 est donnée par le terme:

$$\ln \left(\frac{W^2}{m_q^2} \right) = \ln \left(\frac{Q^2 \frac{1-x}{x}}{m_q^2} \right)$$

Cette différence dans la dépendance en Q^2 des deux fonctions de structure a pour conséquences que lorsque la masse du photon sonde Q^2 décroît l'importance de la contribution ponctuelle diminue et à partir d'une certaine valeur la contribution hadronique domine. En d'autres termes on peut dire qu'à petit Q^2 ($< 1 \text{ GeV}^2$) le photon virtuel peut sonder des structures plutôt *grandes*, de la taille du méson et par contre à grand Q^2 ($> 10 \text{ GeV}^2$) il sonde des structures beaucoup plus fines.

2) Les moments transverses

La distribution des moments transverses P_T des quarks produits par l'interaction $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ dépend de l'état du photon cible avant l'interaction (voir [16]). Quand le photon cible se trouve sous forme de méson vecteur les quarks

qu'il contient sont fortement liés. Les valeurs des moments transverses² des quarks après la réaction restent donc aussi très limitées. Leur distribution peut être déduite de celle des quarks issus d'interactions hadroniques.

$$\frac{dN}{dP_T^2} \propto e^{-aP_T^2} \quad \text{avec } a \sim 5 \text{ GeV}^{-2}c^2 \quad (2.14)$$

Par contre, quand les quarks du photon cible sont *libres* avant l'interaction, la distribution des moments transverses des quarks de l'état final peut atteindre des grandes valeurs. Elle peut être calculée dans le modèle des partons:

$$\frac{dN}{dP_T^2} \propto P_T^{-4} \quad (2.15)$$

3) La cohabitation !

Le problème qui se pose maintenant est: comment raccorder les deux aspects du photon ? Comme nous venons de le voir, la distribution des moments P_T dépend de l'état du photon cible et la région des petits P_T est dominée par la partie hadronique, alors que la région des grands P_T est réservée à la partie ponctuelle. On peut donc introduire une coupure *artificielle* en moments transverses qui évite le double comptage, pour aboutir à:

$$F_2 = \int_0^{(P_T^0)^2} \frac{dF_2^{had}}{dP_T^2} + \int_{(P_T^0)^2}^{\frac{W^2}{4}} \frac{dF_2^{PL}}{dP_T^2} \quad (2.16)$$

Traditionnellement on prend la valeur $P_T^0 = \Lambda_{QCD}$ qui est le paramètre d'échelle de la chromodynamique quantique (QCD), mais nous allons discuter cette valeur au paragraphe suivant. La première partie de cette intégration n'est pas calculable en QCD perturbative et la deuxième partie aboutit à un terme proportionnel à $\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$ (dans le cas où $P_T^0 = \Lambda$).

2.3.4 La sensibilité à Λ

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que pour éviter un double comptage lors du raccord entre la partie hadronique et la partie ponctuelle du photon on introduit une coupure en moment transverse P_T^0 . Lorsque cette coupure vaut Λ la solution correspondante à la partie ponctuelle de l'équation 2.16 comporte un terme proportionnel à $\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})$. Mais il n'y a pas vraiment

² Les moments transverses sont pris dans le référentiel du centre de masse des deux photons par rapport à l'axe $\gamma\gamma$

une raison fondamentale pour choisir comme coupure la valeur Λ . Au contraire certains auteurs s'attendent plutôt à ce que cette coupure soit de l'ordre de $P_T^0 \sim m_\rho$ et en tout cas, elle devrait être déterminée expérimentalement [23] [24]. Dans ce cas la solution correspondant à la partie ponctuelle de 2.16 est dans l'approximation au logarithme dominant indépendante de Λ [23] et seulement des termes d'ordres supérieurs peuvent en dépendre.

2.3.5 D'autres prédictions théoriques

a) La partie hadronique

Nous venons de voir dans ce chapitre que la partie hadronique de la fonction de structure du photon est invariante d'échelle. Or, ceci pose un problème lorsque x tend vers 0 et F_2 devient une constante $F_2^\gamma = 0,2\alpha$. En effet, lorsque Q^2 tend vers 0 avec une masse W finie, x tend aussi vers 0 et la section efficace étant alors proportionnelle à Q^{-2} diverge. La fonction de structure $F_2^{\gamma-had}$ doit donc montrer une très forte violation d'échelle pour des petits Q^2 .

Cette considération a amené plusieurs auteurs à proposer des formules d'interpolation entre la région $Q^2 = 0$ (où F_2^γ n'est pas définie) et la région des petites valeurs de Q^2 (voir [18] et [20]).

Dans le modèle généralisé de dominance vectorielle (GVDM), lorsque Q^2 est très petit, les deux photons sont alors presque réels, on peut écrire la section efficace totale sous la forme d'une somme sur les mésons vecteurs :

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{tot}(W) = \sum_{v=\rho,\omega,\phi\dots} \frac{4\pi\alpha}{g_v^2} \frac{m_v^4}{(m_v^2 + Q^2)^2} \sum_{v'=\rho,\omega,\phi\dots} \frac{4\pi\alpha}{g_{v'}^2} \frac{m_{v'}^4}{(m_{v'}^2 + P^2)^2} \sigma_{vv'}^{tot}(W) \quad (2.17)$$

On peut relier la fonction de structure du photon à la section efficace totale $\gamma\gamma$:

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \sigma_{\gamma\gamma}^{tot}(W, Q^2) \quad (2.18)$$

A partir de ces expressions les auteurs ont proposé des formules qui ont essentiellement la même forme.

Gotsman, Levy et Maor établissent une expression de $\sigma_{\gamma\gamma}^{tot}$ avec 4 paramètres libres qui ont été ajustés par des résultats expérimentaux [20].

F. Kapusta [18] propose une expression complètement déterminée, exprimée sous forme de fonction de structure, elle nous servira pour interpréter le

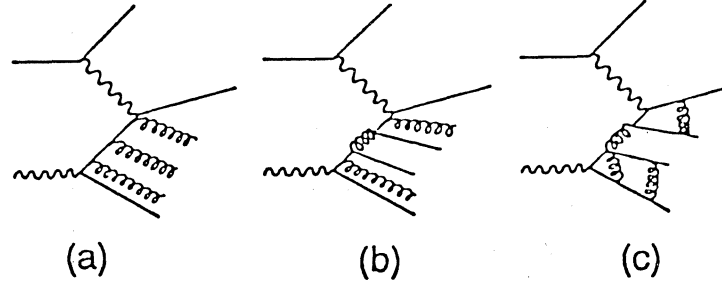


Figure 2.4: Les corrections gluoniques aux diagrammes du modèle des partons (QPM). (a) la partie de valence; (b) la partie de la mer; (c) la partie hadronique.

résultat de la mesure de F_2 dans le chapitre 4 :

$$F_2(x, Q^2) = \alpha(1-x) \sum_v \left(\frac{g_\rho}{g_v} \right)^2 \left[0,054 \frac{Q^2}{Q^2 + \overline{m_v^2}} + 0,09 \sqrt{x} \sqrt{\frac{Q^2}{Q^2 + \overline{m_v^2}}} \right] \quad (2.19)$$

Avec $\overline{m_v^2} = \frac{4m_v^2}{\pi^2}$ et les constantes de couplages dans le rapport $g_\rho^{-2} : g_\omega^{-2} : g_\phi^{-2} : g_\psi^{-2} = 9 : 1 : 2 : 3$.

b) La partie ponctuelle - calcul QCD

La fonction de structure du photon présentée dans ce paragraphe a été établie par des calculs de la chromodynamique quantique. Ces calculs [19] sont faits dans l'approximation des quarks de valence en tenant compte des corrections QCD pour $x \rightarrow 1$.

$$F_2^{PL-QCD}(x, Q^2, t_0) = x \left(\sum_q 3e_q^4 \right) \left\{ \frac{a(x)}{1 + Cf(x)} \left[1 - \left(\frac{\ln(\frac{t_{max}}{\Lambda^2})}{\ln(\frac{t_0}{\Lambda^2})} \right)^{1+Cf(x)} \right] \right. \\ \left. \ln\left(\frac{t_{max}}{\Lambda^2}\right) + 4x(1-x)\left(1 - \frac{2t_0x}{Q^2}\right) \right\} \quad (2.20)$$

avec $a(x) = x^2 + (1-x)^2$, $C = \frac{4}{3} \frac{6}{33-2N_f}$ où N_f est le nombre de saveurs excitées et $f(x) = 2\ln(\frac{1}{1-x} - x - \frac{x^2}{2})$.

c) Les corrections QCD

Le résultat présenté pour la partie ponctuelle ne prenait en compte que le terme de Born. En considérant l'effet des gluons, il y a principalement

trois types de diagrammes (fig. 2.4). La partie hadronique ne peut pas être calculée à l'aide de la QCD perturbative. Les deux autres diagrammes, la partie valence et la partie de la mer ont été calculées par trois méthodes, qui donnent le même résultat.

1. La méthode OPE (Operator-Product-Expansion) [17]
2. Les équations d'Altarelli-Parisi (APE) [21]
3. Des calculs de diagrammes [22]

Le résultat peut être exprimé en $\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$. On appelle la solution de logarithme dominant (Leading-Log-Approximation LLA) le résultat donné par exemple par Witten [17]:

$$F_2(x, Q^2) = \frac{3\alpha}{\pi} \sum_{q=u,d,s} e_q^4 f^{LO}(x) \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right) \quad (2.21)$$

La solution calculée à des ordres supérieurs par Barden et Buras [25] donne:

$$F_2(x, Q^2) = \frac{3\alpha}{\pi} \sum_{q=u,d,s} e_q^4 \left\{ f(x) \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right) + g(x) \ln \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right) + h(x) \right\} \quad (2.22)$$

Les fonctions $f^{LO}(x)$, $f(x)$, $g(x)$ et $h(x)$ sont définies dans les références [17],[25].

2.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre plusieurs propositions de fonctions de structure, nous allons utiliser la mesure expérimentale pour vérifier si les prédictions les plus simples comme par exemple la paramétrisation VDM (équation 2.11) permettent d'expliquer les résultats ou s'il faut aller plus loin et prendre des prédictions plus fines.

Comme nous l'avons indiqué dans ce chapitre, l'idée initiale que l'on se faisait à propos de la sensibilité à Λ de la fonction de structure du photon est controversée et il paraît difficile de s'en servir pour déterminer Λ . Le but de cette étude va donc se limiter à étudier les deux comportements du photon et avoir une estimation de la coupure P_T^0 .

Chapitre 3

La Simulation du Détecteur Avant

3.1 Introduction

L'étude des processus à deux photons dans les collisions $e^+ - e^-$ en vue de la mesure de la fonction de structure du photon est faite dans le cas où un électron ou positron est étiqueté. L'étiquetage est en général la mesure de l'énergie et de la direction d'une particule à des petits angles (*proches de la direction du faisceau incident*). Dans le cadre des collisions $e^+ - e^-$ l'étiquetage sert entre autre à reconnaître les réactions à deux photons de tous les autres processus. Le détecteur Cello possède deux dispositifs pouvant étiqueter les électrons (ou positrons)¹ :

- le détecteur avant occupe la région d'angle polaire 44 mrad à 118 mrad..
- le détecteur bouchon (end-cap) qui occupe la région de 90 à 500 mrad. et recouvre donc une partie du détecteur avant.

Ces valeurs correspondent aux régions angulaires qu'occupent ces détecteurs, les acceptances réelles conduisent à des valeurs plus faibles, comme nous le verrons plus loin. La simulation du détecteur bouchon est intégrée dans la version officielle du simulateur du détecteur Cello, ce qui n'est pas le cas du détecteur avant . Pour faire une analyse complète des événements étiquetés il fallait donc écrire un programme de simulation de cette partie du détecteur.

¹par la suite le terme électron désignera aussi bien l'électron que le positron

3.2 Le Détecteur Avant

Le détecteur avant comprend deux parties, situées à 2,6 m de part et d'autre du point d'interaction (fig. 3.1). Chaque partie est constituée de deux modules en forme de demi-couronne nommés quart (fig.3.2). Chaque quart contient :

1. Huit scintillateurs semi-circulaires (fig. 3.3) qui sont équipés d'un photomultiplicateur à chaque extrémité (en haut et en bas)
2. Deux scintillateurs d'acceptance (les raquettes), qui n'ont en fait jamais servi, car la véritable région d'acceptance (limitée notamment par le détecteur bouchon) est plus petite que les raquettes.
3. Dix barreaux de verre au plomb (fig.3.4), dont deux (1 et 6) correspondent à 14 longueurs de radiation et les autres (2,3,4,5,7,8,9,10) à 12.
4. Deux plaques de plomb, la première (3 mm d'épaisseur) couvrant la surface de tous les scintillateurs (44 à 104 mrad.) et la deuxième (6 mm d'épaisseur) ne couvrant que les scintillateurs de numéro 1 à 3 (44 à 67 mrad). Ce plomb a été installé pour que l'électron commence à développer une gerbe électromagnétique avant d'entrer dans les scintillateurs et pour compenser la différence de longueur de radiation devant le détecteur avant, causée notamment par le recouvrement partiel par le détecteur bouchon.
5. Du plastique comme support.

Le détecteur avant permet de mesurer les angles θ et φ et l'énergie de l'électron étiqueté. θ est mesuré en déterminant le barycentre des signaux des scintillateurs; connaissant la position des scintillateurs on peut en déduire θ . φ est mesuré par la différence de l'intensité des signaux des photomultiplicateurs hauts et bas pour le scintillateur ayant eu le signal le plus intense. Pour cela nous supposons que l'absorption de la lumière dans le scintillateur croît exponentiellement en fonction de la distance traversée dans le milieu. L'énergie enfin est mesurée par une calibration de l'intensité de la lumière Čerenkov produite dans les barreaux de verre au plomb. La détermination de ces trois grandeurs est décrite avec plus de détails dans la référence [27]

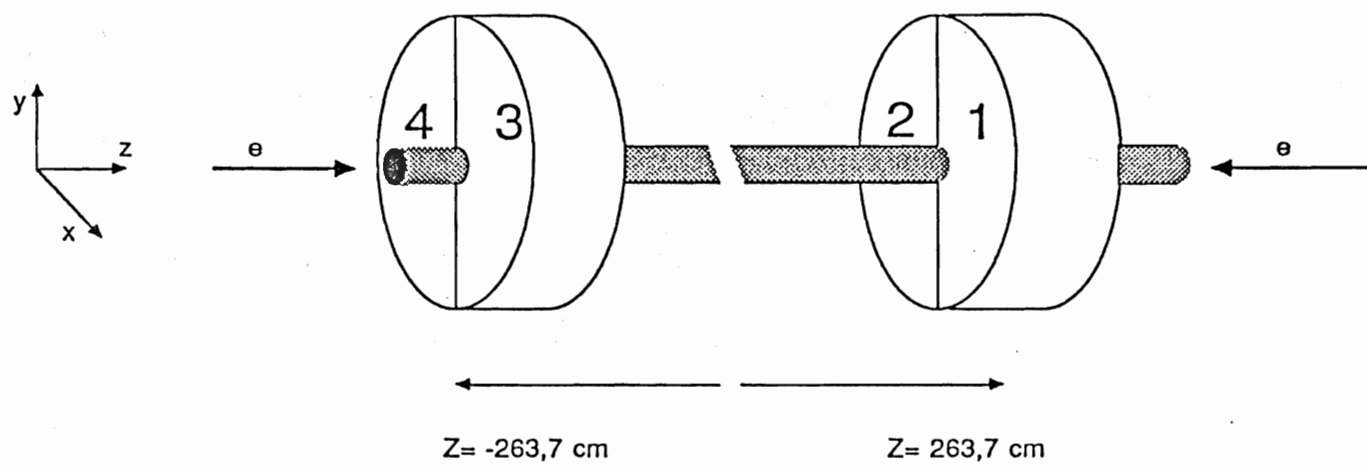


Figure 3.1: L'emplacement des quatre quarts dans le détecteur Cello.

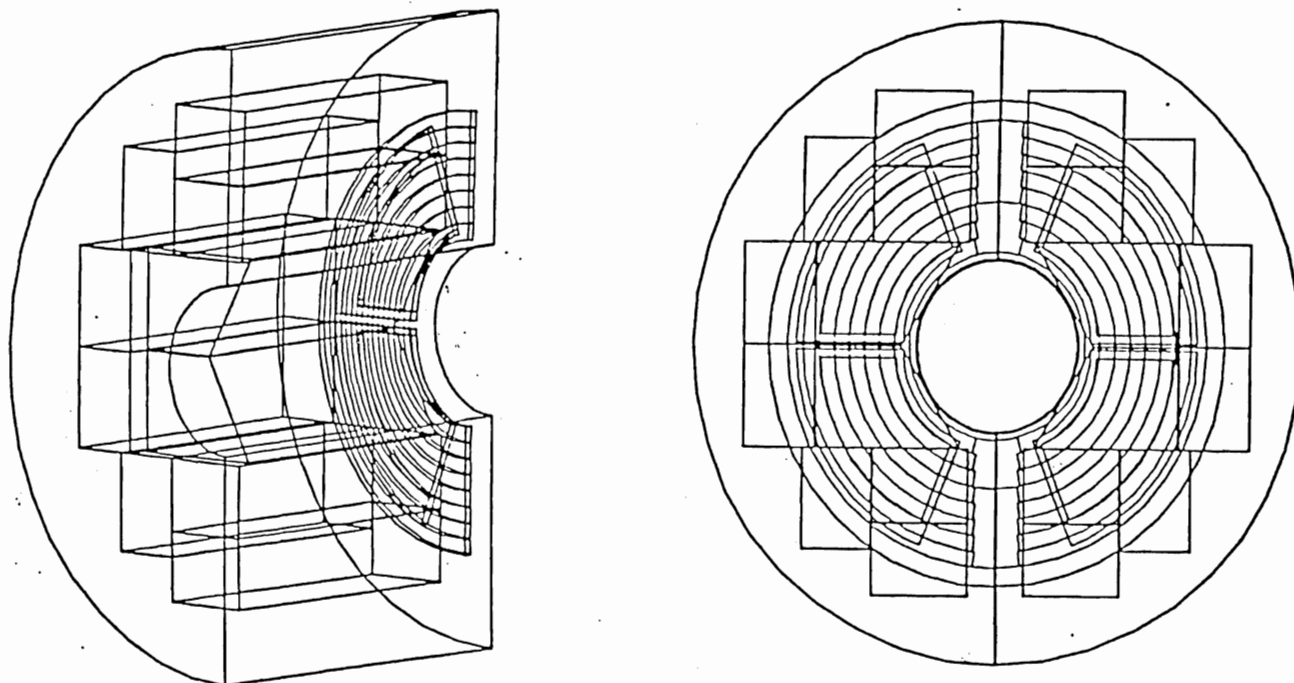


Figure 3.2: Un quart du détecteur avant vu seul (à gauche) et à droite deux quarts réunis.

3.3 La Simulation du Détecteur Avant

3.3.1 Généralités

Le programme de simulation du détecteur avant est écrit en utilisant le logiciel GEANT [29]. Ce logiciel permet de définir des formes géométriques, de les associer à une matière et de les positionner dans l'espace (fig. 3.5). Ensuite, lors du traitement d'une particule incidente, il permet de simuler les interactions fondamentales dans ces matériaux, (*bremsstrahlung*, *diffusion multiple etc ...*). Donc par exemple lors de la simulation d'une gerbe électromagnétique, il génère au fur et à mesure les électrons, positrons et photons puis suit leurs traces à travers les différents milieux du détecteur.

Le but de ce programme est de compléter le résultat de la simulation du détecteur Cello par l'information du détecteur avant (voir aussi référence [30]). On peut s'en servir avant la simulation du détecteur Cello (donc économie de temps de calcul, car celle-ci est très longue) pour rejeter dès le début les événements non étiquetés, ou après pour compléter des événements de simulation déjà existants.

3.3.2 Le Programme de Simulation

Les variables importantes de simulation sont l'énergie et la direction (θ et ϕ)

L'Énergie

La mesure de l'énergie d'un électron à l'aide du verre au plomb se fait, comme nous l'avons vu, par la mesure de la quantité de lumière Čerenkov produite par les constituants chargés de la gerbe. Dans le programme de simulation, au lieu de simuler l'effet Čerenkov pour chaque particule chargée, il était plus simple d'utiliser une grandeur que l'on peut calculer facilement: la longueur totale de toutes les traces chargées de la gerbe dans le verre au plomb: T_c . Une étude [26] a montré que cette longueur T_c est à peu près proportionnelle à l'énergie incidente de l'électron. Le rapport E_{inc}/T_c de l'énergie de la particule incidente sur la longueur T_c ne varie que de 4% quand E_{inc} varie entre 100 MeV et 5 GeV. La constante de proportionnalité a été déterminée par une calibration. Comme le détecteur avant est équipé de deux types de verre au plomb il fallait en fait déterminer deux constantes C_1

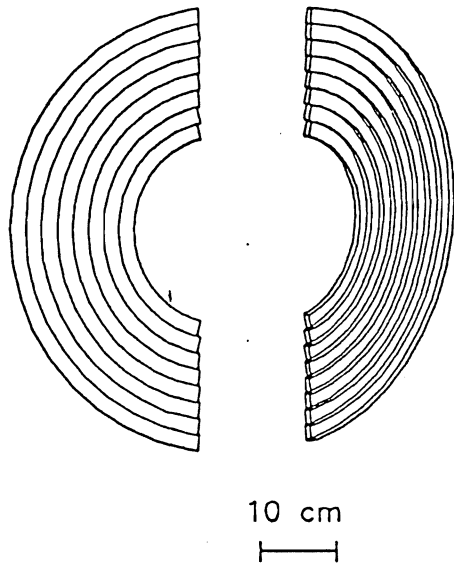


Figure 3.3: Les huit scintillateurs d'un quart

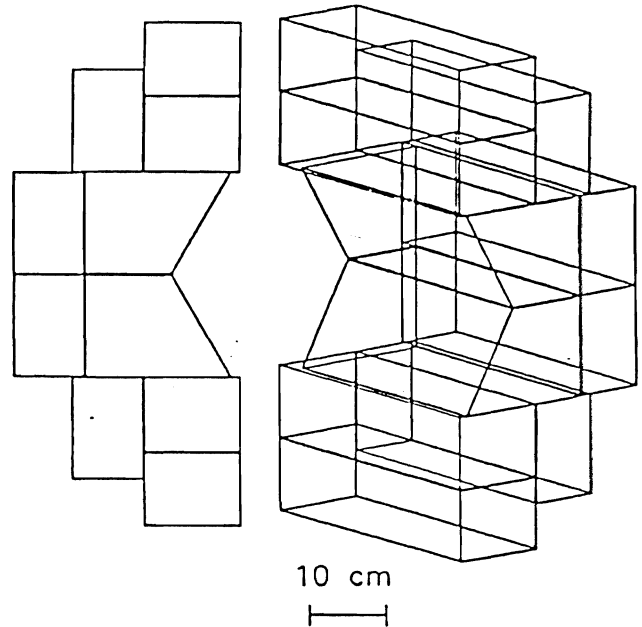


Figure 3.4: Les dix barreaux de verre au plomb d'un quart

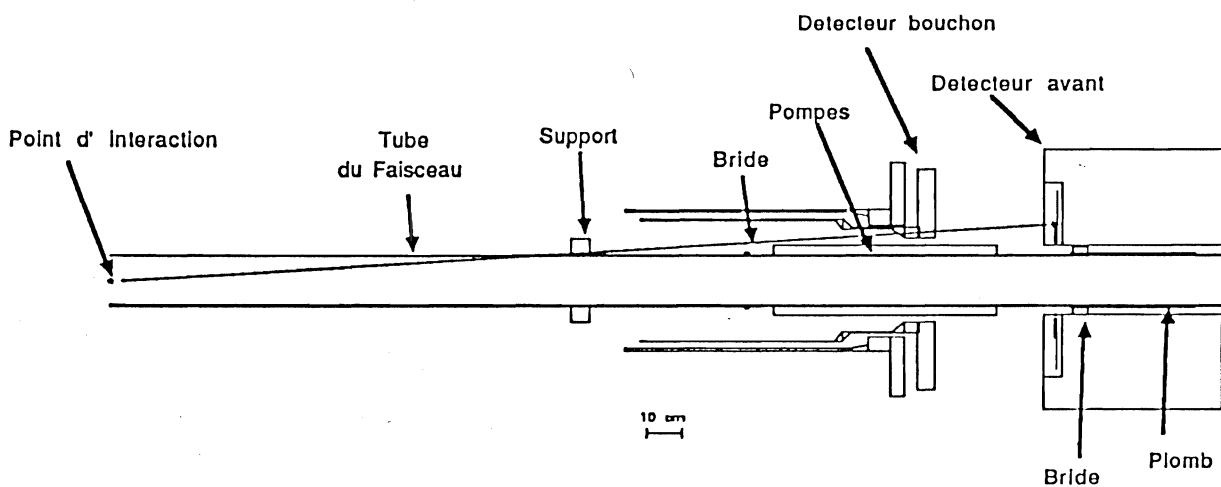


Figure 3.5: L'emplacement du détecteur avant et les différentes matières définies dans le programme de simulation.

et C_2 . Pour cela un faisceau d'électrons a été simulé à une énergie constante E_{inc} et une direction bien définie.

- C_1 : Pour le verre au plomb de 14 X^0 ²; le faisceau a été dirigé sur le bloc numéro 1.

$$C_1 = \frac{E_{inc}}{T_c} = \frac{17,5 \text{ GeV}}{434,9 \text{ cm}} = 0,0402 \text{ GeV/cm}$$

- C_2 : Pour le verre au plomb de 12 X^0 ; le faisceau a été dirigé sur le bloc numéro 3.

$$C_2 = \frac{E_{inc}}{T_c} = \frac{17,5 \text{ GeV}}{500,8 \text{ cm}} = 0,0349 \text{ GeV/cm}$$

Un test a montré que cette calibration est aussi bonne pour un faisceau d'une énergie de 23,5 GeV³. Pour rendre possible sur le calculateur le développement d'une gerbe à haute énergie dans un temps raisonnable, il fallait introduire une coupure pour les traces à basse énergie $E \leq E_0$. Un autre effet dont il fallait tenir compte est le *jaunissement* du verre au plomb. L'exposition à un rayonnement intense rend le verre au plomb (transparent à l'origine) de plus en plus *jaune*. Une partie de la lumière Čerenkov est donc absorbée, par ce verre au plomb *jauni*, avant qu'elle n'arrive aux photomultiplicateurs. Pour en tenir compte, la coupure de basse énergie est mise sous forme d'une exponentielle, car on suppose que l'effet d'absorption croît exponentiellement en fonction de la distance à traverser dans le verre au plomb.

$$E_{coupure} = E_0 e^{\frac{L}{\lambda}}$$

où :

$$\begin{aligned} L &= \text{distance jusqu'au photomultiplicateur} \\ \lambda &= 50 \text{ cm} \\ E_0 &= 15 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Les valeurs λ et E_0 ont été déterminées par comparaison de vraies données avec des événements de simulation. Ayant les constantes de calibration on peut donc avoir la valeur de l'énergie mesurée par chaque barreau de verre au plomb simplement en additionnant les longueurs T_{c_i} de toutes les traces chargées au dessus de la coupure en énergie. Ensuite cette valeur augmentée d'un piedestal est convertie en une valeur d'ADC⁴ :

$$ADC_j = C_{1,2} \frac{\sum_i T_{c_i}}{Calib(j)} + Pi\acute{e}destal(j)$$

² X^0 = Longueur de radiation

³ 23,5 GeV est l'énergie maximale atteinte lors des prises de données à plus haute énergie.

⁴ ADC = Convertisseur analogique digital

où j est le numéro du bloc de verre au plomb; $\text{Calib}(j)$ et $\text{Piédestal}(j)$ sont respectivement les constantes de calibration et les pieds-taux des ADC des verre au plomb du détecteur. Ainsi les événements de simulation ne nécessitent aucun traitement particulier lors de l'analyse.

Les Angles

Les angles sont mesurés à l'aide des scintillateurs semi-circulaires. Au passage d'une particule chargée à travers une certaine épaisseur de matière scintillante les atomes du milieu sont *ionisés* ou *excités*. Ces atomes émettent après un temps très court des photons de désexcitation, dont les longueurs d'onde se trouvent dans la région de la lumière visible. Cette lumière se propage jusqu'aux extrémités du scintillateur (là où se trouvent les PM⁵) par des réflexions successives. A cause de ces réflexions et à cause de l'opacité du milieu il y a absorption. Nous avons supposé que cette absorption était exponentielle aussi bien lors de la simulation que pour l'analyse des vrais événements. Le programme de simulation extrait pour chaque trace chargée qui traverse le scintillateur la position de celle-ci et l'énergie perdue par ionisation ou excitation. Le nombre de photons de scintillation produits (indépendant de l'énergie de la trace) est proportionnel à l'épaisseur de scintillateur traversé, donc à l'énergie perdue par ionisation ou excitation. Les signaux d'ADC qui en résultent sont donc donnés par:

$$\begin{aligned} ADC_{haut} &= \sum_{i=1}^{N_{trace}} E_i b e^{-\frac{L_i}{\lambda}} \\ ADC_{bas} &= \sum_{i=1}^{N_{trace}} E_i b e^{-\frac{L-L_i}{\lambda}} \end{aligned}$$

Où :

- λ est une longueur caractéristique d'absorption de la lumière dans le scintillateur. Nous avons mesuré λ pour les scintillateurs circulaires de ce détecteur (voir [27]) et nous trouvons $\lambda = 75 \text{ cm}$
- b est une constante de calibration pour avoir un signal du même ordre de grandeur qu'un signal d'ADC.
- L_i est la distance de la trace - i - jusqu'au PM et L la longueur totale du scintillateur.
- E_i est l'énergie déposée par ionisation ou par excitation.

⁵ PM = Photomultiplicateur

Les grandeurs $ADC_{haut,bas}$ servent ensuite lors de l'analyse de la même façon que les valeurs d'ADC des vrais événements pour calculer Θ et Φ .

3.3.3 Test de la Simulation par des événements de Diffusion Bhabha

Ce programme de simulation a été testé en comparant des vrais événements de diffusion Bhabha à des événements simulés. Les quadri-vecteurs de la réaction $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- (\gamma)$ ont été produits par un générateur écrit par Behrends et Kleiss [28]. Ce programme génère l'état final de la réaction pour une énergie des électrons incidents fixée et pour une certaine région d'acceptance. D'autre part il calcule la section efficace correspondante. Nous sélectionnons les événements qui passent dans l'acceptance du détecteur avant; puis nous faisons une simulation complète de ces événements. Les deux ensembles d'événements, simulation et expérience, ont été analysés et sélectionnés avec les mêmes critères. Ces critères de sélection sont:

- Aucune trace dans la partie centrale du détecteur Cello et dans le détecteur bouchon.
- Double étiquetage dans des quarts opposés ($1 \leftrightarrow 4$ ou $2 \leftrightarrow 3$) du détecteur avant.

L'étiquetage est défini comme un signal d'au moins 8 GeV dans une partie réduite (fig. 3.6) du détecteur avant. Nous demandons pour cela que:

- Le numéro du scintillateur qui a donné le signal le plus fort d'un quart soit compris entre 2 et 5 ($\Leftrightarrow 51,5 \leq \theta \leq 81,7 \text{ mrad}$). Cette condition vient du fait que au delà du numéro cinq la gerbe doit traverser une partie importante et inégale du détecteur bouchon.
- La position en x du barycentre de la gerbe soit telle que :

$$\begin{aligned} |x| &\geq 3,7 \text{ cm} \\ \text{et} \quad |x| &\geq 4,7 \text{ cm si } |y| \leq 17,4 \text{ cm} \end{aligned}$$

parce que à petit x se trouvent des matériaux divers comme des pompes ou des supports (fig 3.5) et une zone vide entre les deux quarts.

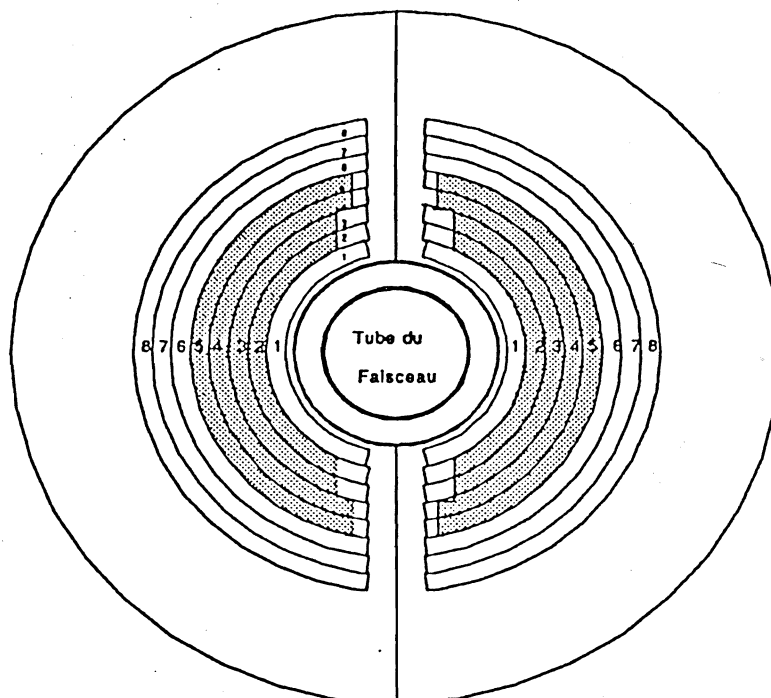


Figure 3.6: La partie réduite du détecteur avant qui sert pour l'étiquetage.

Les Résultats

Les résultats concernant les trois variables qui nous intéressent ici, E , θ et ϕ , sont représentés dans la figure 3.7. Plus de détails, notamment en ce qui concerne les méthodes de calcul de ces variables peuvent être obtenus dans la référence [27].

Les deux distributions en ϕ ont la même allure et cela est suffisant car nous ne nous intéressons qu'à l'intégrale sur ϕ . Les incertitudes d'origine systématiques (déterminées par simulation) sont de l'ordre de $\Delta\phi \approx \frac{\pi}{12}$, mais il y a en plus des incertitudes qui viennent de la calibration des scintillateurs et qui sont difficiles à estimer.

La distribution en énergie donnée par la simulation est compatible avec celle des données, nous obtenons un léger décalage (110 MeV) sur la valeur moyenne, ce qui est négligeable devant la résolution de l'appareil (de l'ordre de $\Delta E \approx 1,5 \text{ GeV}$).

Les distributions en θ montrent un désaccord dans la région 51 - 67 mrad. correspondant aux scintillateurs numéro 2 et 3 (fig. 3.6). Cet effet est dû à la calibration des scintillateurs du détecteur avant. Le signal des ADC des

scintillateurs comporte de grandes fluctuations d'un événement à l'autre, il est donc impossible d'avoir une bonne calibration pour tous les scintillateurs. Or, une différence dans la calibration entre deux scintillateurs voisins entraîne un décalage en θ . Ce désaccord a peu d'effet sur la mesure de la luminosité (voir le paragraphe 3.5.3), car dans ce cas nous prenons l'intégrale sur tout le domaine en θ . L'erreur sur θ peut être majorée par $\Delta\theta = 3,5 \text{ mrad}$. ce qui correspond à la moitié de la largeur des scintillateurs.

Dans l'ensemble ces résultats sont satisfaisants pour l'usage qui sera fait de ce programme de simulation.

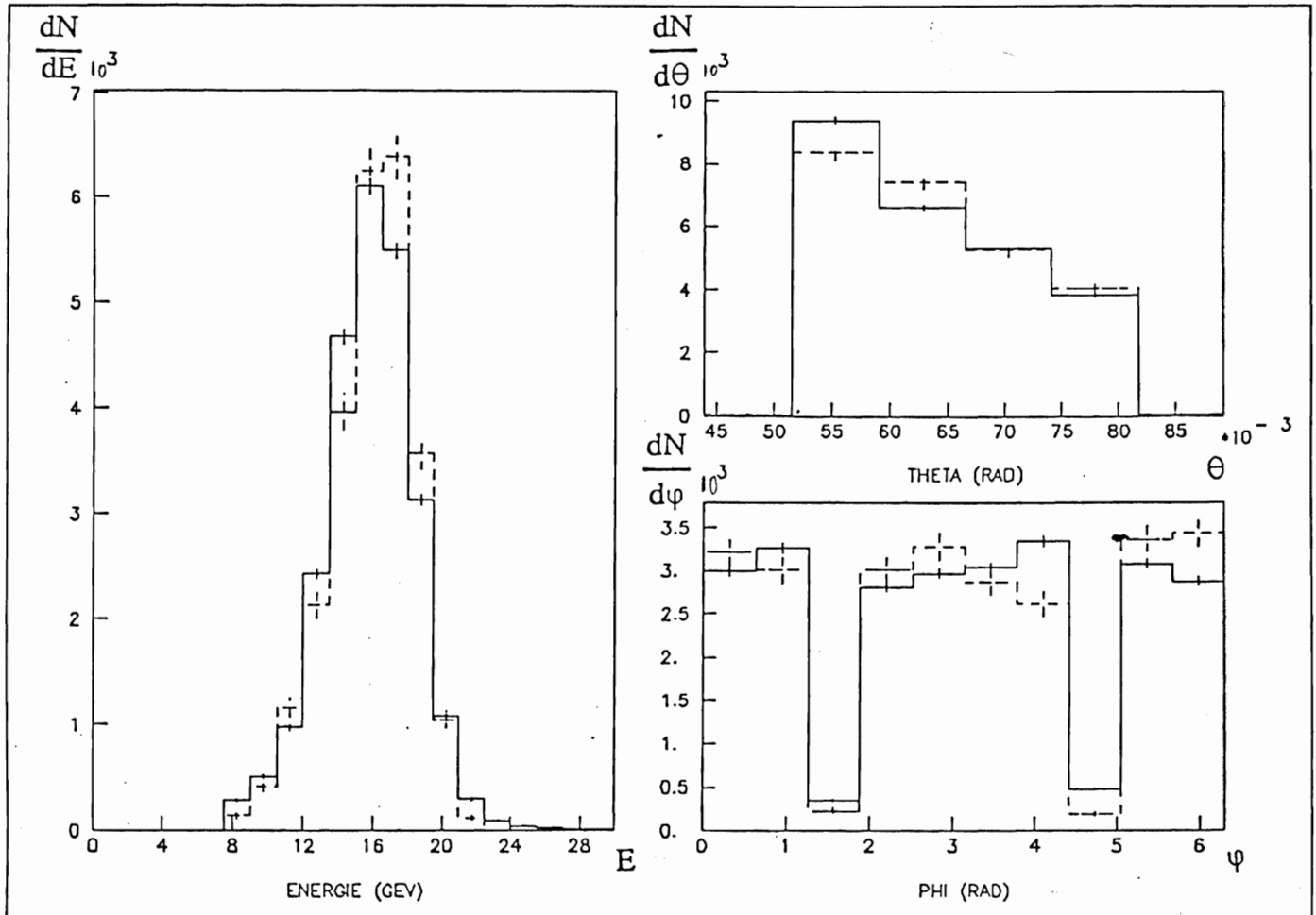


Figure 3.7: Comparaison des données expérimentales et de simulation pour les distributions des variables: énergie, θ et ϕ .

(—) pour les données expérimentales

(---) pour les données Monte Carlo

3.4 Une Simulation Rapide

3.4.1 Généralités

Le temps de calcul pour simuler un événement est de l'ordre d'une seconde CPU⁶ sur le calculateur IBM 3090 du centre de calcul de l'IN2P3. Ceci est très long si l'on veut simuler un grand nombre d'événements. Pour faire une simulation plus rapide le programme ne calcule plus à chaque fois la réponse du détecteur avant, mais il se sert pour chaque électron, positron ou photon d'un fichier, préparé une fois pour toutes, contenant des réponses pour chaque type de gerbes électromagnétiques. On gagne ainsi beaucoup de temps de calcul, car la simulation de la gerbe électromagnétique prédomine largement lors de la simulation d'un événement.

3.4.2 Le Programme de Simulation Rapide

Il faut, dans une première étape, créer le fichier contenant les réponses du détecteur avant pour chaque gerbe électromagnétique, puis insérer dans le programme de simulation la recherche de ces données correspondant à l'électron que l'on est en train de traiter.

Le Fichier de Réponses

Nous avons divisé en intervalles les domaines accessibles aux variables énergie, θ et ϕ . Le domaine de la variable θ a été ainsi divisé en 24 intervalles réguliers entre 38 et 99 mrad., celui de ϕ en 32 intervalles réguliers entre 0 et 2π et celui de l'énergie en 13 intervalles dont la largeur diminue exponentiellement entre 8 et 17.5 GeV (l'énergie du faisceau) (fig. 3.8 et 3.9.)

Les intervalles d'énergie sont de largeur décroissante simplement pour avoir plus de réponses disponibles pour des gerbes proches de l'énergie du faisceau (l'énergie maximale), une étude faite sur les événements Bhabha montre que l'énergie d'étiquetage est distribuée autour de celle du faisceau. Pour chaque intervalle une réponse du détecteur avant (c'est à dire un tableau contenant les valeurs des ADC) a été produite avec le programme de simulation lent, en simulant les 9984 quadri-vecteurs, un pour chaque triplet

⁶CPU=Central Processor Unit, unité de temps du calculateur

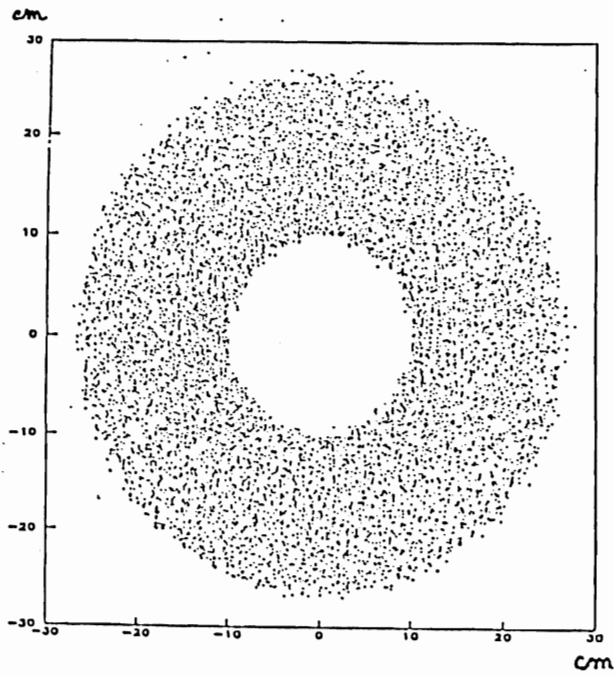


Figure 3.8: *Le prolongement de la direction des quadri-vecteurs qui ont servi lors de la production du fichier de réponses, dans le plan x,y au niveau du détecteur avant.*

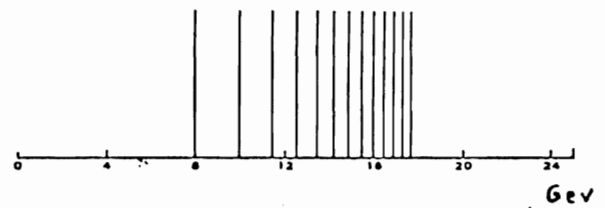


Figure 3.9: *Les intervalles pour la variable énergie de ces mêmes quadri-vecteurs*

(E, θ, ϕ) correspondant aux intervalles définis plus haut.

Le programme de simulation

Le programme va donc chercher pour chaque électron généré (E, θ, ϕ) dans le tableau contenant les valeurs des ADC les réponses correspondant à ce triplet. Les valeurs des ADC des scintillateurs (donc θ et ϕ) sont gardées telles qu'elles sont, car les pas du fichier de réponse sont inférieurs à la résolution du détecteur, ce qui n'est pas le cas pour l'énergie. Les valeurs des ADC des barreaux de verre au plomb sont modifiées; pour faire correspondre la valeur de l'énergie du simulateur et celle du quadri vecteur nous faisons une interpolation linéaire.

$$C = \frac{E_{inc}}{E_{réponse}}$$

Pour tenir compte des fluctuations statistiques entre gerbes, pour une même énergie, nous avons introduit une erreur gaussienne sur les valeurs d'ADC.

$$\sigma = \frac{16,5\%}{\sqrt{E_{ADC}}}$$

où E_{ADC} est l'énergie qui correspond à la valeur de l'ADC. Cette loi pour $\sigma^{(7)}$ a été obtenue par une étude de simulation. Nous avons pour cela simulé des gerbes électromagnétiques créées par des électrons de différentes énergies. Cette étude a montré que les énergies reconstruites des gerbes sont distribuées suivant une loi gaussienne autour de la valeur de l'énergie incidente dont la largeur varie avec cette dernière. L'évolution du σ de ces distributions en fonction de l'énergie est représentée dans la figure 3.10.

A ce stade nous avons donc dans le programme de simulation des valeurs d'ADC pour tout le détecteur avant comme si elles avaient été calculées par la version lente de la simulation. Cette procédure ne fonctionne plus très bien pour des particules de trop basse énergie (en dessous de 3 à 4 GeV) car les fluctuations lors de la simulation de la gerbe électromagnétique peuvent devenir importantes (voir σ fig. 3.10). Pour ces raisons nous avons donc préféré simuler complètement tous les électrons d'une énergie inférieure à 4,5 GeV. Le gain en rapidité issu de cette procédure est de 50 à 200 suivant le type d'événement.

⁷Ce σ ne correspond pas à une résolution de détecteur mais seulement aux fluctuations qui peuvent se présenter lors de la simulation d'une gerbe électromagnétique.

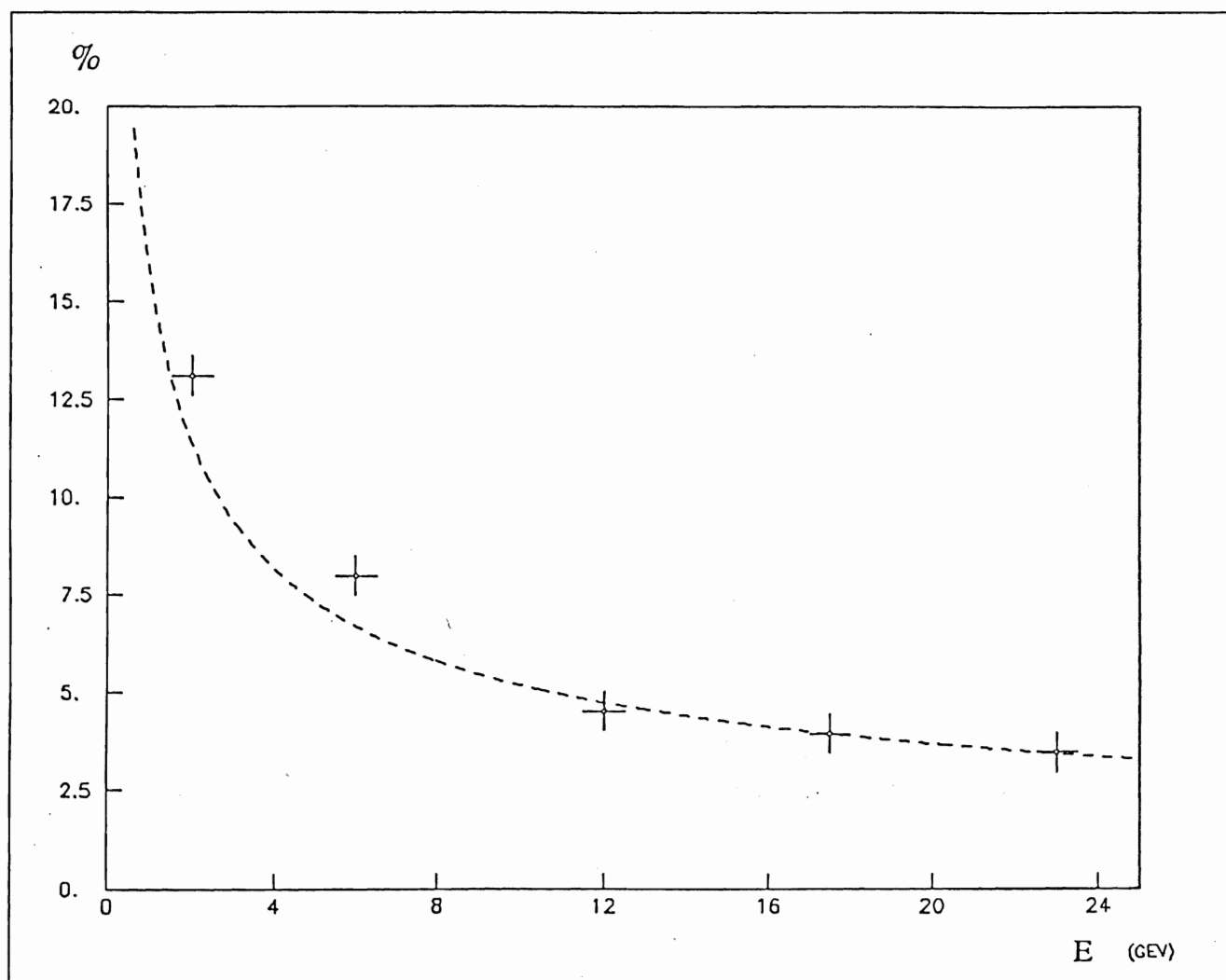


Figure 3.10: Le σ des fluctuations sur la mesure de la valeur de l'énergie lors d'une étude de simulation de gerbes électroniques dans le verre au plomb, (---) représente $16,5\%/\sqrt{E}$ les (+) représentent les mesures.

3.4.3 Test de la Simulation Rapide

Cette version rapide de la simulation du détecteur avant a été testée de la même façon que la version lente avec des événements de diffusion Bhabha. Les distributions de l'énergie, θ et ϕ (fig. 3.11) donnent d'ailleurs lieu aux mêmes remarques que précédemment. Ce qui est confirmé par la comparaison des distributions des deux versions de simulation, lente et rapide (fig 3.12), qui concordent parfaitement, aux fluctuations statistiques près.

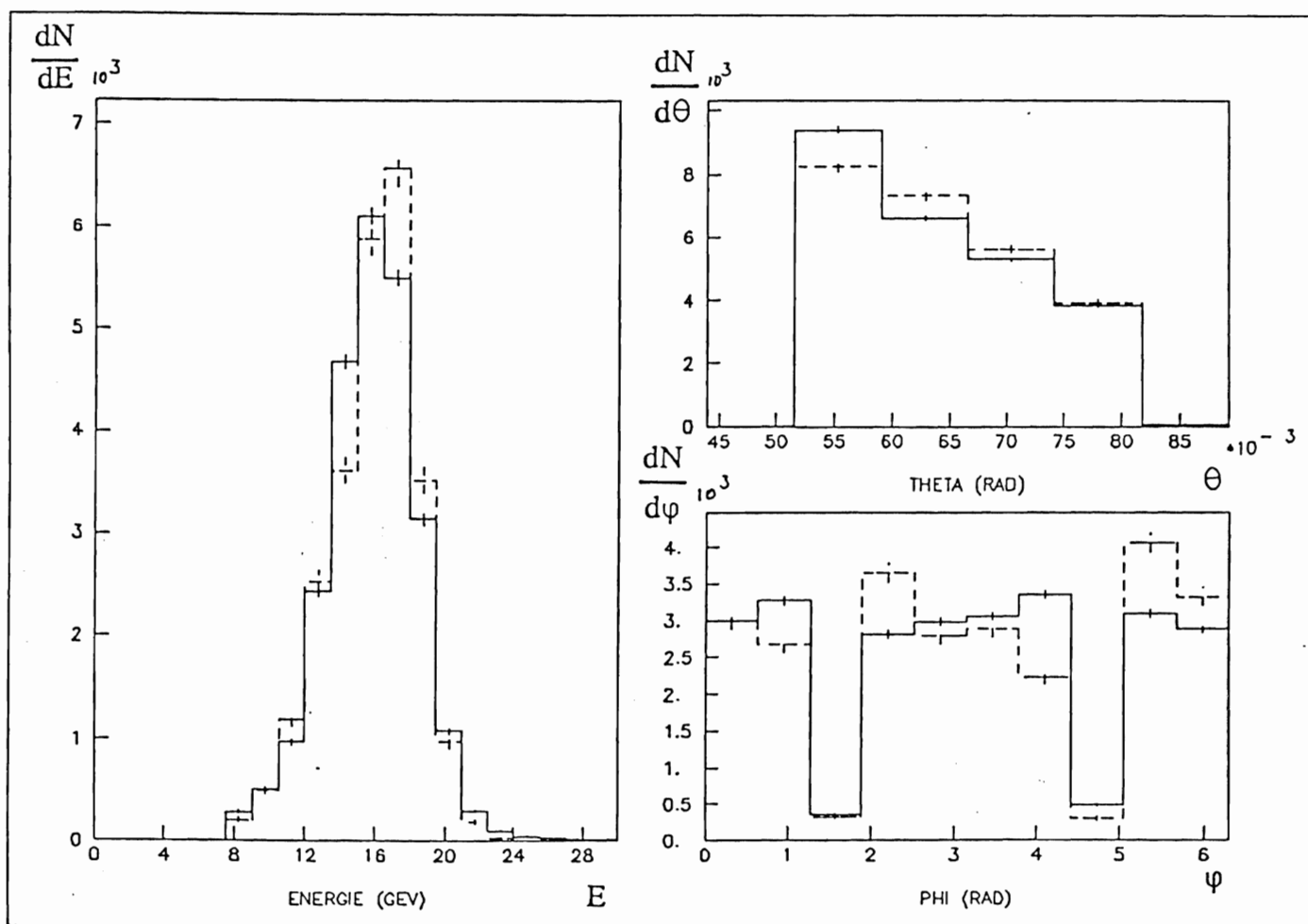


Figure 3.11: Comparaison des données expérimentales et de simulation rapide pour les distributions des variables: énergie, θ et ϕ .

(—) pour les données expérimentales

(---) pour les données Monte Carlo rapide

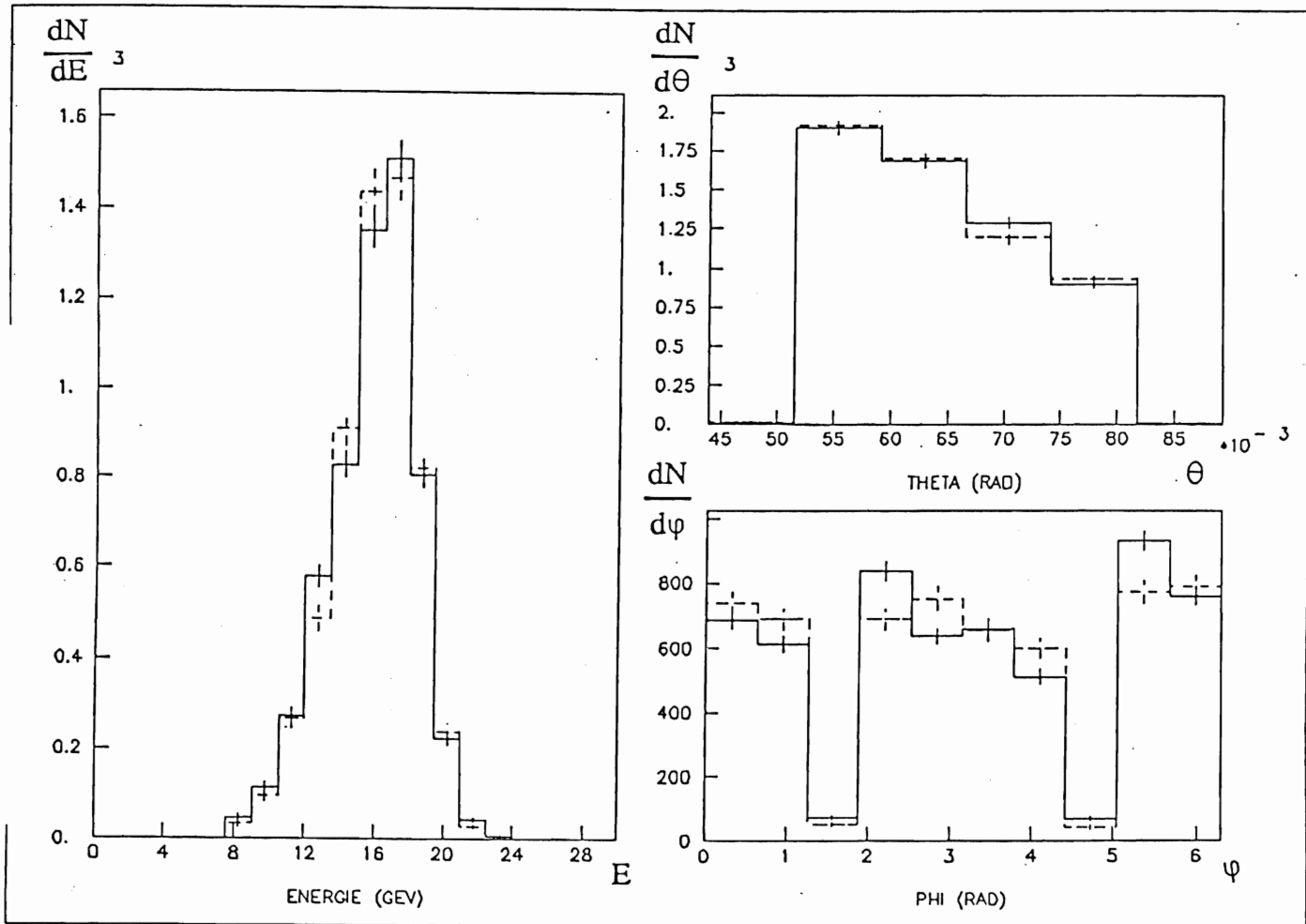


Figure 3.12: Comparaison des données de simulation lente et de simulation rapide pour les distributions des variables: énergie, θ et ϕ .

(—) pour les données Monte Carlo rapide

(---) pour les données Monte Carlo lent

3.5 Une Application : La mesure de la Luminosité.

3.5.1 Généralités

Pour normaliser les résultats d'une expérience on doit connaître la luminosité. La luminosité peut être calculée à l'aide de n'importe quel processus ϕ dont on connaît la section efficace.

$$L = \frac{N^\phi}{\sigma^\phi}$$

Mais la difficulté est souvent de bien sélectionner les événements de la réaction considérée; c'est pour cette raison que l'on prend en général une réaction dont les événements sont facilement identifiables et pour laquelle on peut sans problème calculer la section efficace. La mesure de la luminosité pour l'expérience Cello peut être faite à l'aide de l'étude des événements de diffusion Bhabha. Ces événements sont faciles à identifier dans le détecteur Cello et il n'y a pas de difficultés dans le calcul de la section efficace aux énergies de l'expérience.

3.5.2 La section efficace de diffusion Bhabha

Pour le calcul de la section efficace nous nous sommes servis du générateur d'événements de diffusion Bhabha déjà mentionné dans la section 2.3.3 de ce chapitre. Pour une section efficace :

$$\sigma_{Kleiss} = 8513,5 \pm 2,1 \text{ nb}$$

correspondant à la diffusion bhabha pour des angles $10 \leq \theta \leq 100 \text{ mrad.}$ et une énergie de faisceau de $17,5 \text{ GeV}$ nous avons généré 390699 interactions. A l'aide du programme de simulation du détecteur avant nous avons ensuite simulé la réponse du détecteur Cello. Après analyse, avec les mêmes coupures utilisées lors de l'analyse précédente (décrites dans le paragraphe 3.3.3), il reste 6134 événements, ce qui donne donc une section efficace pour la diffusion Bhabha dans les acceptances du détecteur avant:

$$\sigma_{det-avt} = \sigma_{Kleiss} \frac{N_{det-avt}}{N_{Kleiss}} = 133,6625 \pm 0,04 \text{ nb}$$

Ayant cette section efficace théorique et en supposant que l'efficacité de détection du détecteur avant ait été correctement simulée, nous pouvons calculer la luminosité

3.5.3 La Luminosité

La constante de luminosité

La luminosité est calculée à l'aide d'une constante de luminosité \mathcal{K} , ce qui permettait, pendant l'expérience, de calculer la luminosité *en direct* à l'aide du nombre de déclenchement (trigger) du type numéro 14 N_{T14} (diffusion Bhabha détectée avec le détecteur avant). La définition de cette constante est:

$$\begin{aligned} L &= \mathcal{K} E_b^2 N_{T14} \\ \text{Avec} \quad \mathcal{K} &= \frac{\mathcal{T}}{\sigma_{det-avt} E_b^2} \\ \text{et} \quad \mathcal{T} &= \frac{N_{sel}}{N_{T14}} \end{aligned}$$

E_b est l'énergie du faisceau et \mathcal{T} est le taux d'événements sélectionnés (dans les conditions d'acceptance mentionnées dans le paragraphe 3.3.3) lors de l'analyse Bhabha parmi ceux qui ont donné le déclenchement 14. De cette façon le problème revient à calculer la luminosité à l'aide de la section efficace correspondant aux acceptances du déclenchement 14

$$\sigma_{T14} = \frac{\sigma_{det-avt}}{\mathcal{T}}$$

La constante \mathcal{T} a été déterminée en analysant six périodes d'acquisition différentes de l'expérience 44 (chaque période correspond à un nombre de déclenchements 14 de 6000 à 21000). Le nombre de déclenchements trigger 14 a été lu dans les échelles de luminosité du détecteur avant. Le chiffre lu doit être corrigé car il contient un certain nombre de déclenchements fortuits. Le nombre de déclenchements fortuits est déterminé en retardant d'un cycle d'acquisition le signal d'un des deux quarts de chaque événement Bhabha et en cherchant si dans ce cas un nouvel événement Bhabha sera construit (coïncidence retardée).

Le résultat pour les six périodes est donné dans la figure 3.13. L'erreur (statistique) sur ces points est du type binomial, c.à.d.

$$\delta = \sqrt{\frac{\mathcal{T}(1-\mathcal{T})}{N_{T14}}}$$

La valeur numérique pour \mathcal{T} n'est pas très stable, mais par rapport aux autres erreurs systématiques c'est suffisant (L'écart maximal est de $\pm 3 \%$ de la valeur moyenne). La valeur moyenne de ce taux est:

$$\mathcal{T} = 0,462 \pm 0,002$$

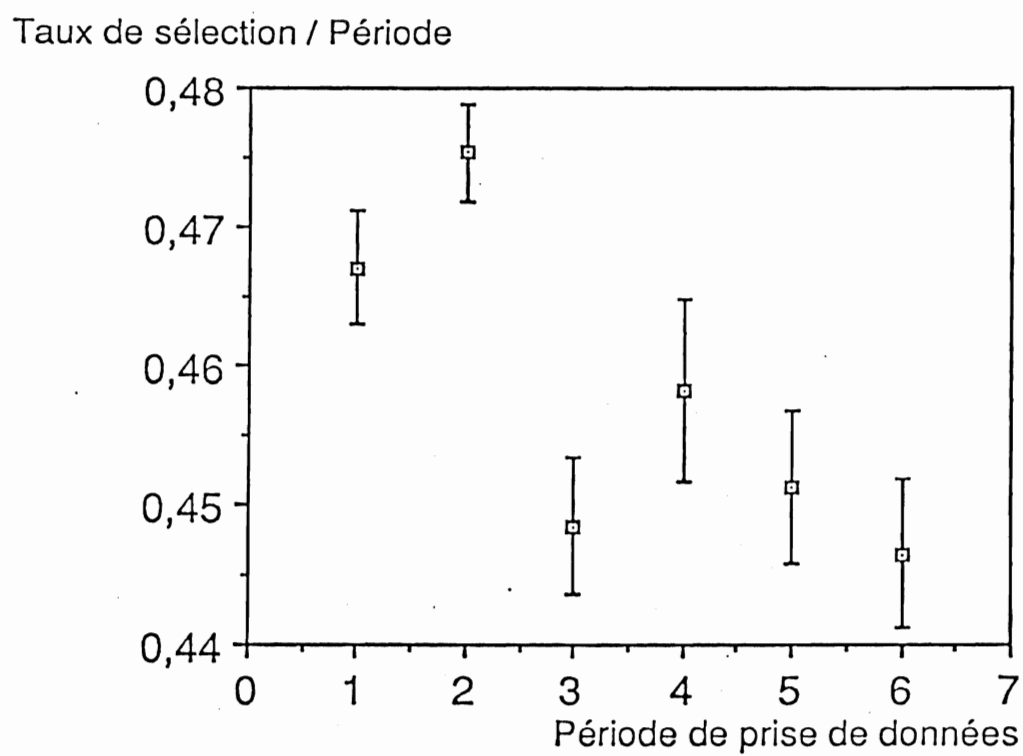


Figure 3.13: *Le taux de sélection d'événements Bhabha parmi les événements ayant donné un déclenchement du type 14*

En utilisant la section efficace calculée en 3.5.2 nous obtenons:

$$\mathcal{K} = (1,128 \pm 0,006) 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \text{ nb}^{-1}$$

La Luminosité

Pour déterminer la luminosité nous avons additionné le nombre de déclenchements 14 (N_{T14}), corrigé par le nombre d'événements fortuits (N_F) pour toute l'expérience 44. La prise de données du détecteur Cello est divisée en périodes d'acquisition, les "RUN". Chaque *run* est une période pendant laquelle règnent les mêmes conditions d'acquisition. Un run est arrêté dès qu'un changement intervient dans les conditions d'acquisition ou par le remplissage de l'anneau PETRA. Pour la luminosité nous n'avons considéré que des *runs* satisfaisant certaines conditions:

- $N_{T14} - N_F > 0$
- $\frac{N_{evt/run}}{N_{T14}} \leq 10$; le nombre de Bhabha dans chaque run doit représenter au moins 10 % ⁸ du nombre total d'événements du run. Ceci est un test pour vérifier que les échelles ont bien fonctionné.
- $N_{evt/run} \geq 1000$; plus de 1000 événements dans chaque run.

Ainsi nous avons la valeur numérique pour la luminosité (l'erreur systématique peut être majorée par la valeur de 5 % [27], le nombre d'événements Bhabha de cette étude étant 70000, l'erreur statistique est négligeable):

$$L = 90 \pm 4 \text{ (syst.) } pb^{-1}$$

Cette luminosité a été déterminée seulement à l'aide des échelles de luminosité, mais ces échelles sont indépendantes de la chaîne d'acquisition du détecteur avant. Donc d'éventuels problèmes, par exemple un déplacement important du piedestal, lors de l'acquisition ne sont pas pris en compte. Nous avons recalculé la luminosité en ne considérant que des *runs* qui n'ont pas eu de problèmes lors de l'acquisition. La valeur de cette nouvelle luminosité, qui servira notamment pour la normalisation de toutes les mesures faites avec le détecteur avant, est:

$$L_{det-avt} = 87 \pm 4 \text{ (syst.) } pb^{-1}$$

⁸La section efficace de diffusion Bhabha représente plus de 10% de la section efficace totale

3.6 Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté une simulation du détecteur avant et nous l'avons appliquée à la mesure de la luminosité. La réaction que nous avons choisie n'est pas l'unique possible, il en existe d'autres, par exemple les événements de diffusion Bhabha à grand angle (dans le détecteur central). La luminosité obtenue de cette façon pour l'expérience 44 est [32]:

$$L_{det-centr} = 87,0 \pm 1,5 pb^{-1}$$

Ce résultat est entièrement compatible avec celui obtenu avec le détecteur avant(il correspond au résultat $L = 90 \pm 4 (syst.) pb^{-1}$).

Nous n'avons pas fait une étude approfondie des erreurs systématiques mais nous pouvons remarquer dans la figure 3.13, que pour les six périodes de prises de données en question l'erreur sur le taux \mathcal{T} est de l'ordre de $\Delta T = 3\%$. De ce fait nous avons majoré l'erreur sur la luminosité par une valeur de 5%.

Chapitre 4

Mesure de la Fonction de Structure

4.1 Introduction

Nous arrivons maintenant au chapitre expérimental de cette thèse. Ce chapitre est divisé en trois parties: Dans la première partie nous décrivons les *outils* dont nous nous servons dans les deux parties suivantes. Ensuite nous établissons la mesure de la fonction de structure hadronique du photon **et** nous l'interprétons. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la réaction deux photons, produisant un état final leptonique. Ceci nous permet de vérifier la valeur de la luminosité que nous avons calculée dans le chapitre 3 et utilisée dans la seconde partie de ce chapitre. En outre l'étude de la fonction de structure leptonique du photon nous permet de tester la qualité de la partie étiquetage de cette analyse.

4.2 Les Outils

Ce paragraphe est consacré à la description des *outils* qui nous permettent de réaliser les différentes étapes de l'analyse. Nous commençons par décrire la méthode d'unfolding et ensuite nous présentons la chaîne de simulation qui consiste en un générateur d'état $q\bar{q}$, un programme de fragmentation et une simulation du détecteur.

4.2.1 La procédure d'*Unfolding*

Pourquoi l'Unfolding ?

Après s'être fixé sur le choix de la physique que l'on veut étudier, plusieurs étapes se présentent en général dans le déroulement d'une analyse en physique des hautes énergies.

Etape 1 Génération d'événements satisfaisant la dynamique et la cinématique de la réaction choisie.

Etape 2 Simulation du détecteur.

Etape 3 Sélection des événements correspondant au processus physique choisi.

Etape 4 Analyse des événements simulés et des événements réels pour trouver les caractéristiques du processus choisi et confronter la prédiction avec la réalité. Si les comparaisons sont satisfaisantes on peut dire que les événements de l'expérience correspondent bien à l'hypothèse choisie par l'élément de matrice de l'étape 1. Sinon il est nécessaire de refaire toutes les étapes.

Il existe une méthode d'analyse qui évite à priori les itérations successives, c'est une méthode par déconvolution des effets du détecteur; elle est appelée *Unfolding*¹. Pour notre analyse nous utiliserons une procédure d'*unfolding* développée par V. Blobel [33] de DESY.

Pour comprendre cette méthode, il faut voir qu'à l'origine des itérations (étape 4 \leftrightarrow étape 1) se trouve le détecteur. Le détecteur a une résolution finie et une acceptance inférieure à 100%. Donc à chaque mesure on perd

¹Unfolding vient du verbe anglais *to unfold* qui signifie déplier ou déployer

une partie de l'information de l'événement. C'est pour cette raison que l'on est obligé de simuler l'effet du détecteur (étape numero 2) sur le processus physique. Si l'on disposait d'un détecteur parfait, avec une acceptation de 100% et une résolution infinie, on pourrait comparer directement le signal mesuré à une prédiction théorique.

Par une étude d'événements de simulation nous pouvons montrer les effets du détecteur sur la variable de Bjorken x (c.f. paragraphe 2.2).

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2}$$

Dans la figure 4.1 sont montrées les valeurs de $x_{visible}$ (c'est la valeur mesurée lors de l'analyse des événements) en fonction de x_{vrai} (la vraie valeur de x , connue pour les événements générés). On observe que

$$x_{visible} > x_{vrai}$$

Ceci illustre que le détecteur a une acceptation inférieure à 100%, car cette différence vient surtout du fait que la valeur mesurée de W^2 , la masse invariante du système photon - photon, est plus petite que sa vraie valeur. Dans la valeur mesurée de W^2 manque l'énergie emportée par des traces qui ont échappés à la détection. Par contre, dans la région des grands x ($x \geq 0,35$, petit W^2) une mauvaise calibration pour des traces à basse énergie peut être responsable du fait que ici $x_{visible} < x_{vrai}$. Les barres d'erreur verticales de cette représentation correspondent à la demi largeur de la dispersion autour de la valeur moyenne en $x_{visible}$. La méthode de l'unfolding consiste à prendre en compte l'effet du détecteur sur certaines variables et de les corriger afin de pouvoir comparer directement les prédictions théoriques à la mesure de ces distributions.

L'Unfolding et la Fonction de Structure

Cette méthode d'unfolding est particulièrement adaptée à l'étude de la fonction de structure du photon $F_2^\gamma(x, Q^2)$. Une analyse classique consiste (fig. 4.2) à produire des quadri-vecteurs de la réaction

$$\gamma\gamma^* \rightarrow q\bar{q} \quad (4.1)$$

avec une certaine hypothèse de fonction de structure $F_2^\gamma(x, Q^2) = F^a$. Ensuite, comme nous l'avons dit plus haut, on fait des itération successives (étape 1 - étape 4) jusqu'à trouver un accord entre l'hypothèse et la mesure. Dans le cas de l'unfolding (fig. 4.2), la procédure est beaucoup plus élégante. Les événements de la réaction 4.1 sont produits avec une fonction de

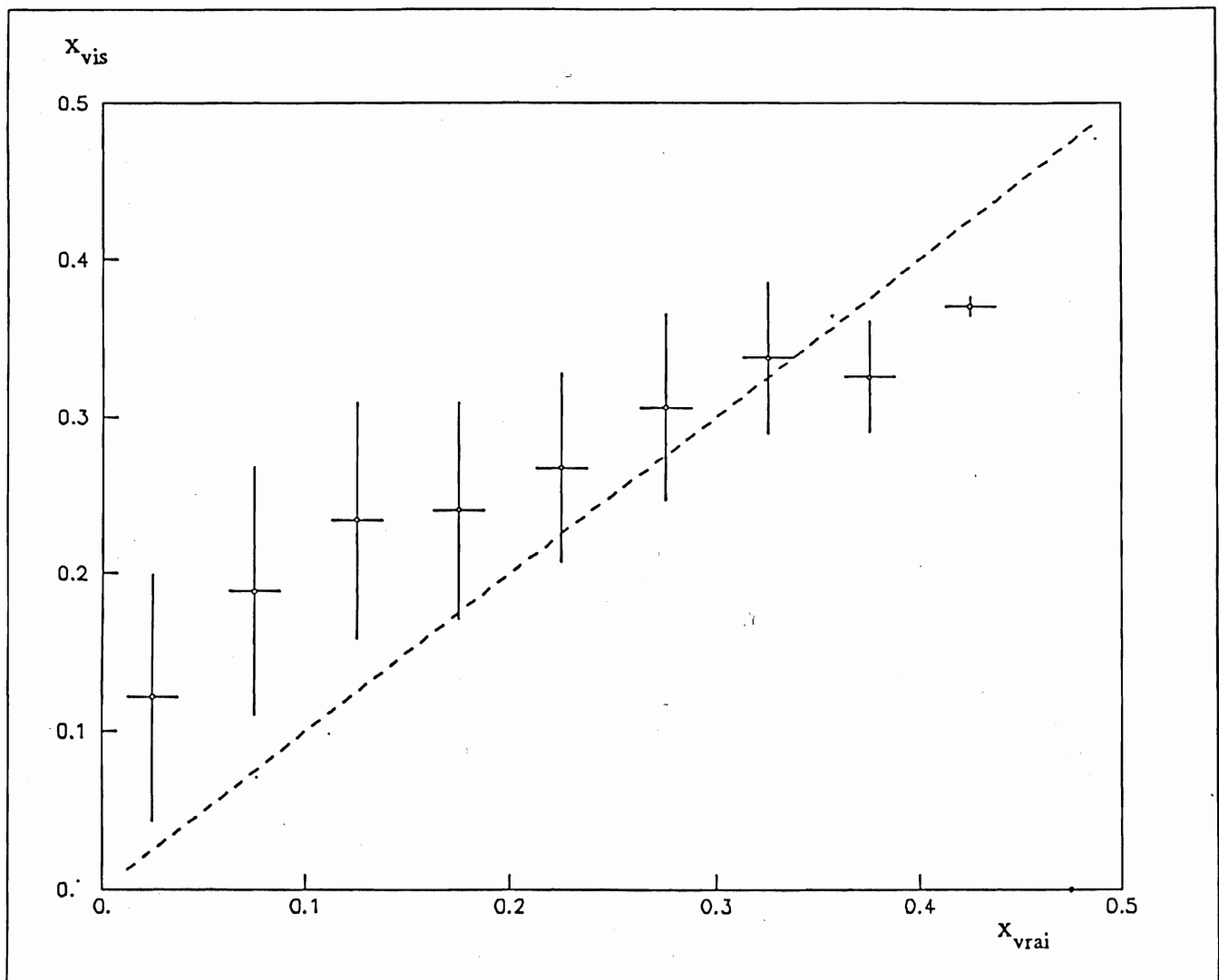


Figure 4.1: La valeur de $x_{visible}$ en fonction de x_{vrai} .

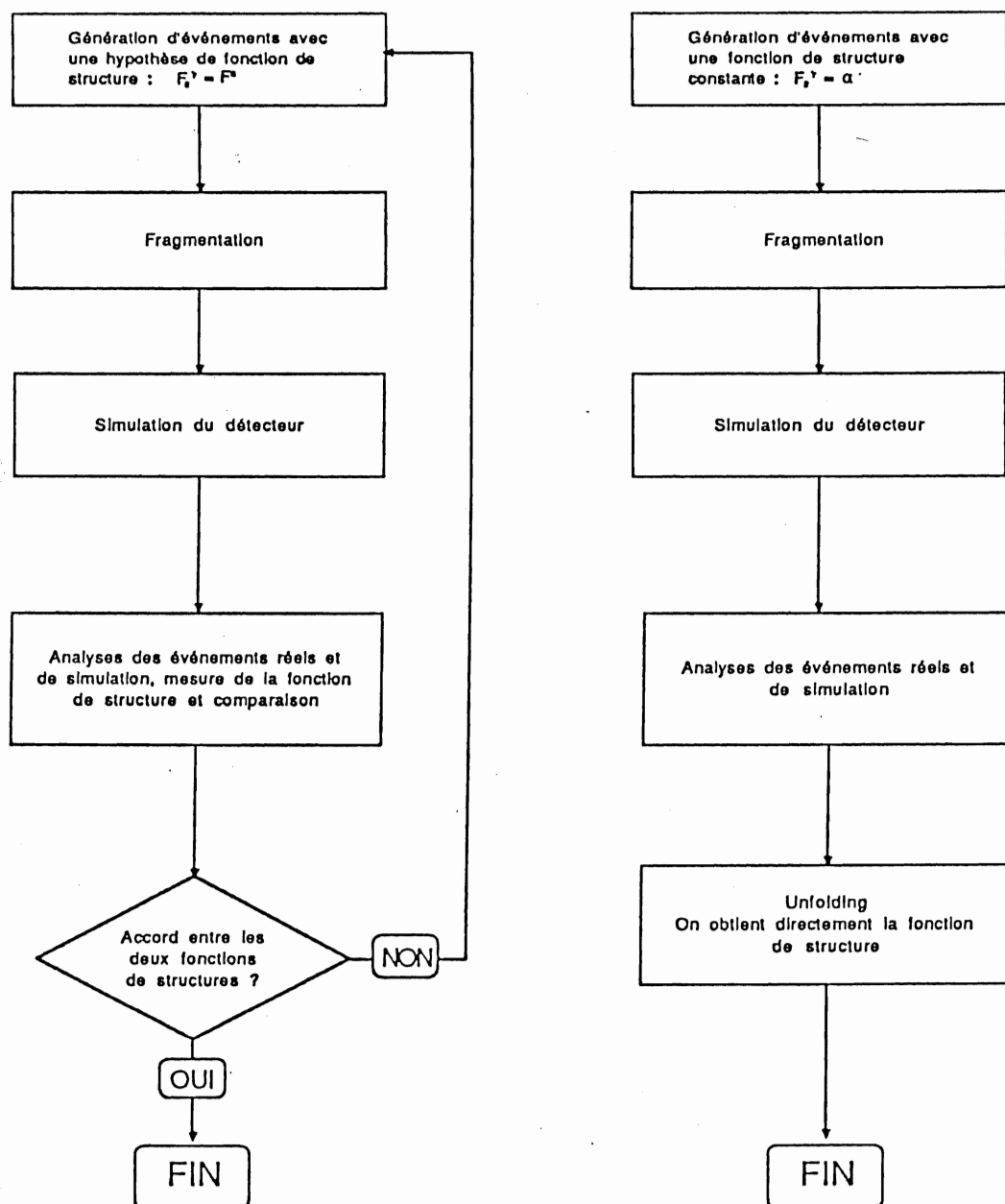


Figure 4.2:

A gauche Le schéma d'une mesure classique de la fonction de structure du photon.
A droite Le schéma de la mesure de la fonction de structure par la méthode de l'unfolding.

structure quelconque mais connue (il est toutefois préférable de prendre une fonction de structure simple), souvent les fonctions de structure constantes sont utilisées, par exemple :

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = \alpha \quad (4.2)$$

$\alpha = \frac{1}{137}$ étant la constante de structure fine.

Le programme d'unfolding nous permet d'obtenir directement la fonction de structure du photon (fig. 4.2)

Le Fonctionnement de l'Unfolding

Le but de cette analyse est la mesure de la fonction de structure du photon. Elle est mesurée à l'aide de la distribution de la variable de Bjorken x . Cette variable peut être considérée comme aléatoire, distribuée suivant une loi de probabilité $f(x_{vrai})$ propre au processus physique considéré. Mais comme nous venons de le voir, on ne peut pas mesurer cette loi directement à cause des imperfections du détecteur. Ce que l'on mesure est une autre fonction $g(x_{vis})$. Elle diffère de $f(x_{vrai})$ par l'action des effets du détecteur, par du bruit de fond et par des fluctuations statistiques (nombre fini de valeurs mesurées). Nous négligeons pour l'instant les fluctuations statistiques. On suppose le bruit de fond $b(x_{vis})$ connu (soit par simulation Monte Carlo soit par une mesure indépendante). Le rôle de l'unfolding est de déterminer l'action des effets du détecteur $A(x_{vis}, x_{vrai})$ sur la distribution considérée par une étude d'événements de simulation (pour ces événements on connaît les deux distributions $f(x_{vrai})$ et $g(x_{vis})$). En résolvant l'intégrale de convolution (dite de Fredholm) 4.3 on peut à partir de la distribution mesurée remonter à la vraie distribution.

$$g(x_{vis}) = \int A(x_{vis}, x_{vrai}) f(x_{vrai}) dx_{vrai} + b(x_{vis}) \quad (4.3)$$

La fonction ou plutôt la matrice (car les distributions sont pour des raisons techniques discrétisées) $A(x_{vis}, x_{vrai})$ est déterminée par l'étude d'événements de simulation pour lesquels on connaît x_{vrai} et x_{vis} . Ensuite, on détermine pour les données la vraie distribution en x , exprimée par $f^{exp}(x_{vrai})$, par ajustement de fonctions d'essai $f^i(x_{vrai})$ dans la relation 4.3. Celle pour les événements de simulation, $f^{MC}(x_{vrai})$, étant connue et sachant que (cf. equation 2.7):

$$f(x_{vrai}) = \frac{dN}{dx_{vrai}} \propto F_2^\gamma(x, Q^2)$$

on peut obtenir la fonction de structure du photon par la relation:

$$\frac{f^{exp}(x_{vrai})}{\mathcal{R} f^{MC}(x_{vrai})} = \frac{F_2^{\gamma-exp}(x, Q^2)}{F_2^{\gamma-MC}(x, Q^2)} = \frac{F_2^{\gamma-exp}(x, Q^2)}{\alpha} \quad (4.4)$$

Ceci n'est vrai que si la simulation est bien faite, les événements de simulation ne doivent différer des données que par la fonction de structure. Toutes les distributions indépendantes de celle-ci doivent être bien simulées.

\mathcal{R} est le rapport des luminosités des données sur celle correspondant à la simulation et sert à normaliser le rapport des deux distributions en x (données et Monte Carlo).

Les événements de simulation ont été produits avec une fonction de structure constante, donc toutes les variables dépendantes de celle-ci ne sont pas comparables directement aux mesures. Le programme d'unfolding permet pour cette raison de pondérer certaines distributions des événements de simulation (événement par événement) par la fonction de structure calculée. Ainsi ces distributions sont comme si elles avaient été générées avec la fonction de structure calculée $F_2^{\gamma-ep}(x_{vrai})$ et on peut les comparer aux distributions équivalentes des données (notamment la distribution $g^{MC}(x_{vis})$), ce qui donne un très bon contrôle du résultat.

Régularisation

Les distributions à déconvoluer par l'unfolding sont pour des raisons techniques discrétisées. La discrétisation est faite en décomposant la distribution en question sur une base de fonctions de spline cubiques². Les fonctions de spline permettent une interpolation plus lisse que par exemple les polynômes qui introduisent parfois des oscillations violentes entre les points. Lors de cette discrétisation peuvent s'introduire des fluctuations avec des oscillations de périodes plus courtes que le pas de la discrétisation (à peu près la résolution de l'appareil) et des amplitudes souvent plus grandes que des phénomènes physiques pourraient provoquer. La régularisation tente de limiter ces oscillations par une limitation des courbures locales de la distribution. Il est évident que de cette manière la méthode introduit un biais dans la distribution, car une coupure sur les rayons de courbure couperait aussi des oscillations qui seraient provoquées par le processus physique. Dans le cadre de cette analyse nous nous attendons à une distribution en x assez lisse, donc ce biais n'influencera pas beaucoup le résultat.

²Une fonction de spline cubique est une fonction d'interpolation de classe C^2 .

Test de l'Unfolding

Nous avons testé cette procédure par la déconvolution d'événements de simulation. Nous avons à cet effet produit deux lots d'événements. Le premier lot, MC^{cste} , celui qui doit nous permettre de déterminer la matrice de passage $A(x_{vis}, x_{vrai})$ de la relation 4.3 a été produit avec une fonction de structure constante:

$$F_2^\gamma = \alpha$$

Le deuxième lot d'événements, MC^{VDM} , celui qui doit être déconvolué par le premier, est produit avec une fonction de structure VDM :

$$F_2^\gamma = 0,2 \alpha (1 - x)$$

Nous avons choisi cette expression car elle est proche de la fonction de structure attendue dans le cadre de cette analyse.

Dans ce test les effets du détecteur n'interviennent pas, puisque les deux lots d'événements (MC^{cste} et MC^{VDM}) sont produits avec la même simulation du détecteur. Le résultat est montré dans la figure 4.3. Ce résultat est satisfaisant, les points mesurés sont tout à fait compatibles avec la fonction de structure utilisée lors de la création des événements (droite en pointillés), ce qui montre que la méthode ne biaise pas les résultats.

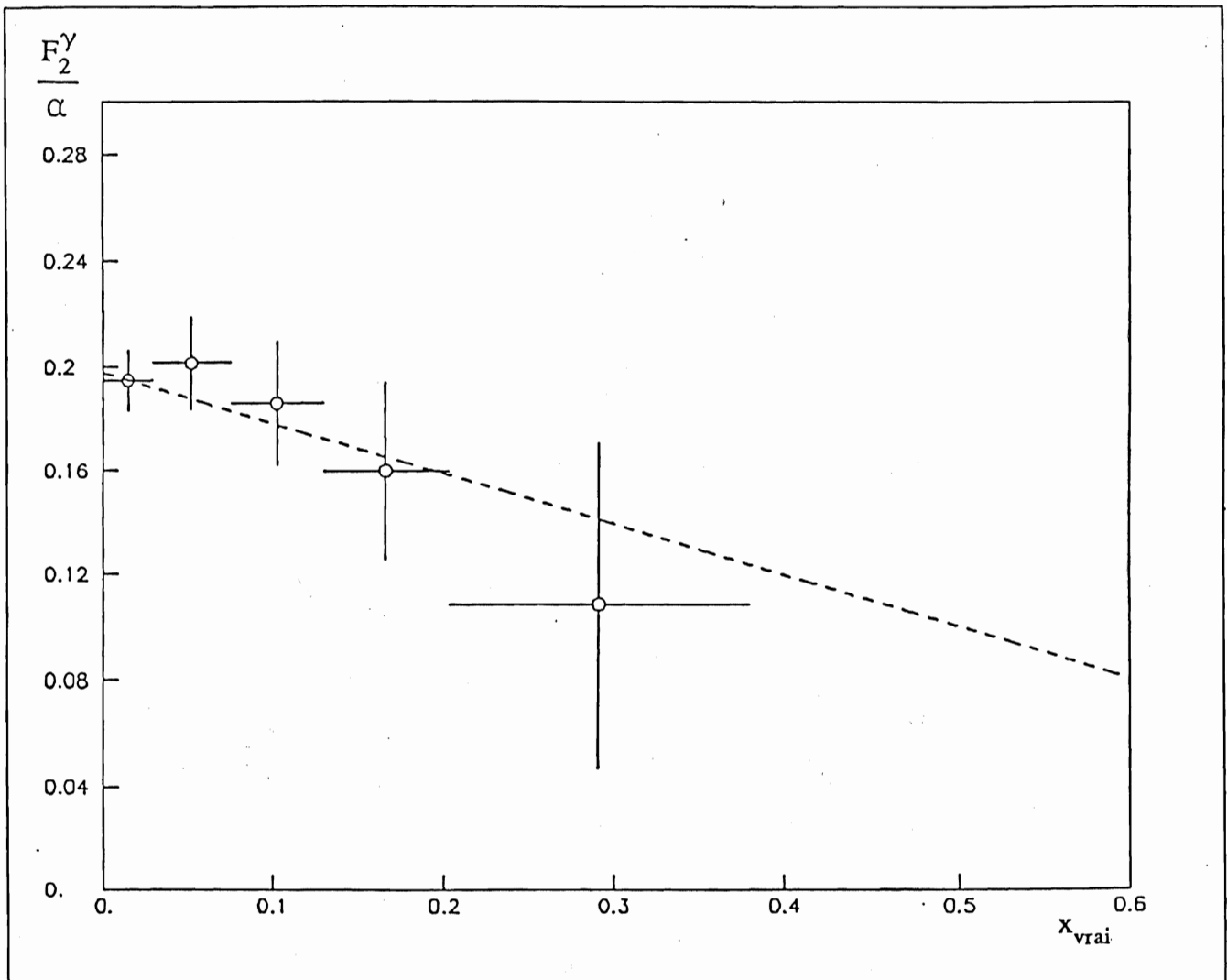


Figure 4.3: Test de l'unfolding par déconvolution d'un lot d'événements de simulation (points) produits avec $F_2^Y = 0,2 \alpha (1 - x)$ (droite en pointillé).

4.2.2 La Simulation

Dans la section précédente nous avons vu l'importance de la simulation pour l'utilisation de la méthode d'unfolding. La simulation comprend aussi bien la génération d'événements suivant un processus physique que celle, plus technique du détecteur. La mesure de la fonction de structure à l'aide d'événements étiquetés avec le détecteur avant utilise une simulation en quatre étapes.

Les deux premières étapes concernent la simulation du processus physique:

$$\gamma\gamma^* \rightarrow q\bar{q} \rightarrow X \quad (4.5)$$

Dans la première étape on produit la paire quark-antiquark ($q\bar{q}$), puis dans la deuxième étape un processus de fragmentation produit les quadri-vecteurs de l'état final hadronique X . Les deux autres étapes sont consacrées à la simulation du détecteur. D'abord on simule la réponse du détecteur avant puis dans la dernière étape celle des autres composants du détecteur CELLO. Nous allons dans cette section décrire ces différentes étapes de la simulation.

a) Le générateur de l'état $q\bar{q}$

La première partie de la simulation consiste à produire des paires quark-antiquark ($q\bar{q}$) de la réaction:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^- q\bar{q} \quad (4.6)$$

Le processus conduisant à un état final $e^+e^- q\bar{q}$ comporte à l'ordre le plus bas en α (c.à.d. en α^4) 12 diagrammes de Feynman (fig. 4.4) dont seulement les deux premiers (A_1 et A_2) interviennent dans le formalisme de la fonction de structure du photon, les autres font partie du bruit de fond pour cette étude. Dans les diagrammes A_1 et A_2 la contribution de ce bruit de fond est naturellement réduite par les conditions que nous exigeons dans cette étude. En effet, l'électron non-étiqueté produit un photon proche de sa couche de masse ($k^2 \approx 0$). Dans ce cas le propagateur de ce photon (comportant un facteur $\approx \frac{1}{k^2}$) renforce de beaucoup la section efficace. Tous les autres diagrammes ne possèdent pas cette caractéristique. Nous utilisons un générateur de la réaction 4.6 écrit par Luc Poggioli [34], nommé MCF2, qui utilise le formalisme de la fonction de structure. Ce générateur génère les événements suivant la section efficace (voir l'équation 2.4 et 2.6) :

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{16\pi\alpha^2 E_b E_{\gamma,1}}{Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2 f_{\gamma|e}(z) dz \quad (4.7)$$

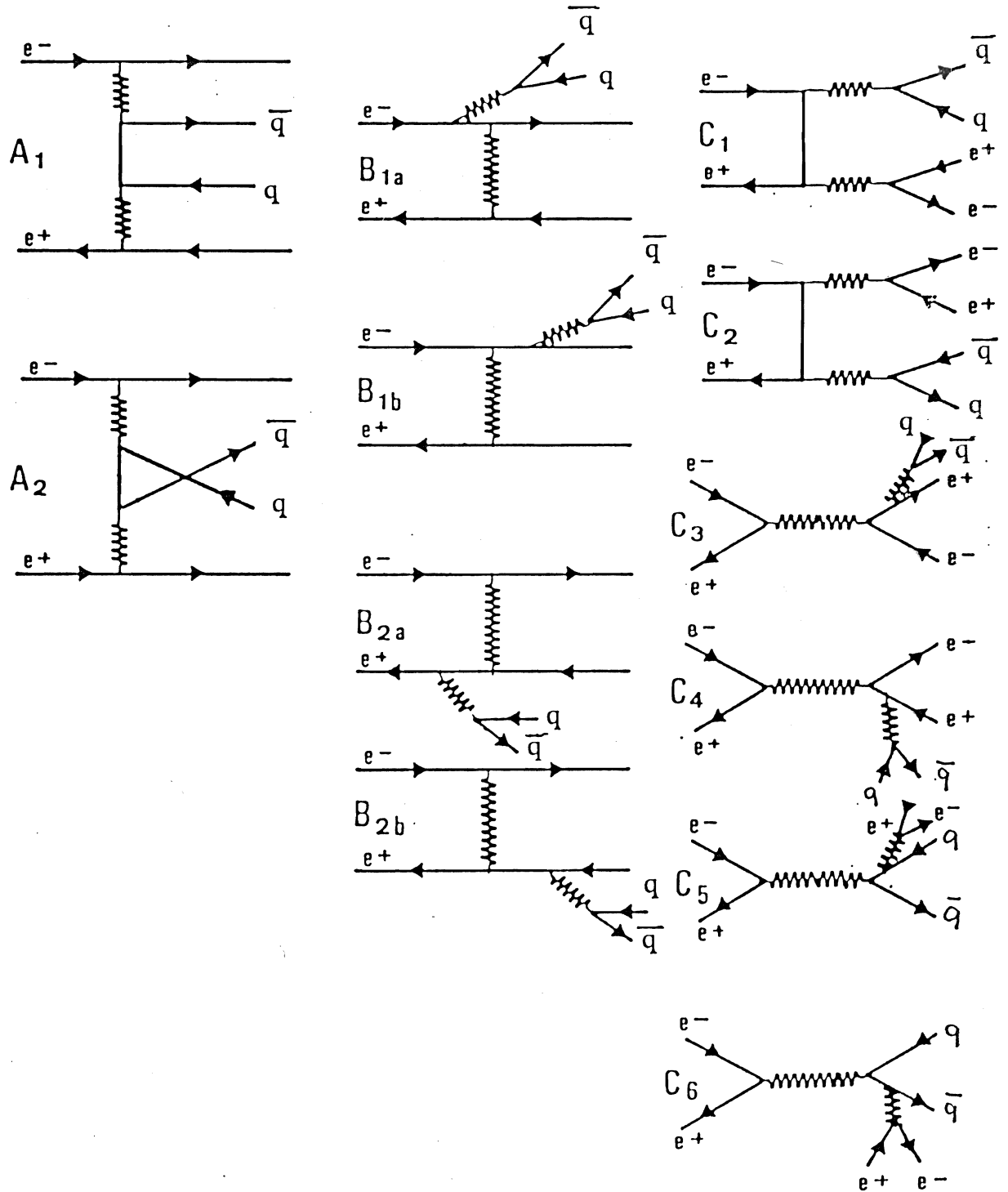


Figure 4.4: Les 12 diagrammes de Feynman contribuant à l'ordre α^4 à l'état final de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$.

dans cette expression E_b désigne l'énergie du faisceau, $E_{\gamma,1}$ l'énergie du photon *sonde* issu de l'électron étiqueté et $f_{\gamma|e}(z)dz$ représente le flux de photon équivalent

Nous allons voir que la masse Q^2 du photon sonde reste inférieure à $2,44 \text{ GeV}^2$ avec une valeur moyenne de $0,96 \text{ GeV}^2$. Un calcul de section efficace à l'aide d'une simulation rapide du détecteur montre qu'à cette énergie la probabilité de production d'événements hadroniques par une paire de quarks liés ou libres est du même ordre de grandeur (cf. paragraphe 2.3). On ne peut donc pas négliger ou traiter comme bruit de fond un des deux cas de figures. Nous avons donc produit avec le générateur MCF2 deux ensembles d'événements avec comme seule différence la distribution des moments transverses³ des quarks:

1. Le premier ensemble, que nous allons nommer MC^a avec une fonction de structure:

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = \alpha$$

et une distribution de moments transverses correspondant à un état de quarks libres (c.f. équation 2.15) :

$$\frac{dn}{dP_T^2} \propto P_T^{-4} \quad (4.8)$$

2. Le deuxième ensemble, nommé MC^b , ayant la même fonction de structure, mais une distribution des moments transverses des quarks correspondant à un état de quarks lié (c.f. équation 2.14) :

$$\frac{dn}{dP_T^2} \propto e^{-5P_T^2} \quad (4.9)$$

La section efficace correspondante est identique pour les deux lots d'événements. Elle n'a pas un sens physique dans la mesure où la fonction de structure utilisée ne correspond pas à un processus réel mais elle nous servira pour la normalisation entre les événements de simulation et les données. Nous avons limité la simulation de l'état $q\bar{q}$ aux quarks u d s et c . La masse invariante du système $\gamma\gamma$, W n'excédant pas 10 GeV la production de quarks au-delà du c n'est pas possible. Les masses utilisées sont les masses de quarks constituants:

$$\begin{aligned} m_u &= m_d = 0,325 \text{ GeV}/c^2 \\ m_s &= 0,5 \text{ GeV}/c^2 \\ m_c &= 1,6 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

³par rapport à l'axe de la transformation dans le référentiel de centre de masse des deux photons

b) La fragmentation: Le modèle de Lund

La fragmentation est le processus qui transforme la paire de quarks en hadrons, c'est la deuxième étape de la réaction 4.5. Cette partie de la simulation est un peu délicate, il s'agit en partie d'un phénomène non-perturbatif et il n'y a pas de théorie qui décrit entièrement ce phénomène. Il y a principalement deux modèles, le premier, un modèle de fragmentation où les quarks sont considérés indépendants (le modèle Feynman-Field [39]) et le second, celui que nous avons utilisé pour cette analyse, basé sur la théorie des cordes (le modèle de Lund [35]). Dans ce modèle les deux quarks sont les extrémités d'une corde relativiste sans masse. La paire $q\bar{q}$ crée dans son champ de couleur une autre paire $q_1\bar{q}_1$ ce qui provoque la constitution d'un premier méson $q\bar{q}_1$. Ce processus continue avec la paire $q_1\bar{q}$ restante et ne s'arrête que lorsque l'énergie restante ne permet plus la création de nouveaux mésons.

Les principaux paramètres de ce modèle sont:

- La distribution des moments transverses des paires de quarks créées suit une loi gaussienne avec : $\sigma = 0,350 \text{ GeV}/c$
- les rapports des saveurs produites sont:

$$(u\bar{u}) : (d\bar{d}) : (s\bar{s}) = 2 : 2 : 1$$

- Le rapport de production de mésons pseudoscalaires sur mésons vectoriels est ~ 1

Ce programme de fragmentation a donné de bons résultats [34] pour des W^2 un peu plus grands que ceux auxquels nous nous attendons et nous verrons que ce sera aussi le cas pour cette analyse.

D'autre part nous appliquons déjà un certain nombre de coupures pour limiter la simulation d'événements inutiles. Ces coupures sont plus larges que celles employées lors de l'analyse (paragraphe 4.3.1.b) afin d'être sûr de ne pas introduire de biais:

- le nombre de traces chargées:

$$N_{T_{ch}} \geq 3$$

- la masse du système photon-photon:

$$W_{vrai} \geq 1 \text{ GeV}/c^2$$

- l'angle des traces chargées:

$$|\cos(\theta_{ch})| \leq 0,92$$

- l'angle des traces neutres:

$$|\cos(\theta_{neut})| \leq 0,92$$

- le seuil de l'énergie des traces neutres:

$$E_{neut} \geq 200 \text{ MeV}$$

c) La simulation du détecteur avant

Cette simulation a été décrite dans le chapitre 3.

d) La simulation du détecteur CELLO

La simulation du détecteur CELLO se fait en trois étapes.

1. La première étape, nommée *PTRACK*, consiste en la simulation de toutes les composantes du détecteur CELLO. Cette étape produit une réponse comme si ce détecteur était parfait. [36]
2. La deuxième étape nommée *CELINT* introduit des efficacités, des résolutions et les parties défectueuses des composantes du détecteur CELLO. [37]
3. La troisième étape nommée *FRAME* est commune au traitement des données. Cette étape prépare les résultats des mesures (qui sont sous forme de valeurs digitisées) sous une forme facilement compréhensible, les traces sont reconstruites et on donne les positions des vertex, les impulsions des traces etc... [38]

4.3 La Mesure de la Fonction de Structure

Dans cette partie du chapitre nous arrivons à la présentation des résultats expérimentaux. Ces résultats sont obtenus après une sélection des événements étiquetés avec un état final hadronique, qui sont ensuite corrigés des effets du détecteur par l'unfolding.

4.3.1 Les Critères de Sélection

Les données que nous avons utilisées pour cette analyse sont celles de l'expérience 44 du détecteur CELLO. Cette expérience correspond à une prise de données du mois de Février au mois d' Octobre 1986. C'est une période pendant laquelle le faisceau e^+e^- de l'anneau PETRA a produit une grande luminosité ($L = 87 \text{ pb}^{-1}$ soit environ 75% de toute la luminosité du détecteur CELLO avec l'actuel détecteur avant) à une énergie très stable ($E = 17500 \pm 1,8 \text{ MeV}$). Nous n'avons pas considéré les prises de données précédentes, car depuis que le détecteur CELLO possède l'actuel détecteur avant les expériences comportaient régulièrement des variations de l'énergie du faisceau (ce qui avait pour but la découverte de nouveaux quarks et notamment la recherche du quark t) et les conditions de bruit de fond (dû à une section du faisceau plus large) étaient plus mauvaises.

Les événements que nous allons sélectionner mettent en jeu deux types de particules différentes: les électrons (ou les photons) et les hadrons. Le détecteur CELLO n'a pas été conçu pour identifier les hadrons, qu'il ne distingue pas entre eux, donc nous nous limiterons à la définition d'un état final hadronique par opposition à un état final leptonique. Les électrons de l'étiquetage que nous considérons sont ceux mesurés avec le détecteur avant. Nous avons donc deux ensembles de coupures: pour l'étiquetage et pour l'état final hadronique.

a) Identification de l'étiquetage

1. L'énergie minimale d'étiquetage est définie par:

$$E_{tag} \geq 8 \text{ GeV}$$

afin d'éliminer une partie du bruit de fond.

2. L'angle θ est limité par:

$$0,051 \leq \theta_{tag} \leq 0,081 \text{ rad}$$

ce qui correspond à l'acceptance du détecteur avant, où les valeurs sont bien mesurées.

3. L'anti-étiquetage est fait dans la région:

$$0,044 < \theta_{A.tag} < 0,500 \text{ rad}$$

$$E_{A.tag} \geq 3 \text{ GeV}$$

c'est à dire pas de dépôt d'énergie supérieur à 3 GeV dans la direction opposée de l'étiquetage dans le détecteur avant ou bouchon.

4. Les événements proches de $\varphi \sim \frac{\pi}{2}$ et $\varphi \sim \frac{3\pi}{2}$ sont interdits par (voir fig. 3.6):

$$|x| \geq 3,7 \text{ cm}$$

et

$$|x| \geq 4,7 \text{ cm si } |y| \leq 17,4 \text{ cm}$$

dans le souci d'éviter les événements qui sont passés par les divers matériaux (comme supports et pompes) ou dans l'espace entre deux quarts à petit x (coordonnée dans le plan horizontal).

b) Identification de l'état final hadronique

1. La masse du système $\gamma\gamma^*$ est limitée par:

$$W_{vis} \geq 1,5 \text{ GeV}$$

Ainsi nous évitons la production des principales résonances à faible masse (η , η' , f_2).

2. Des coupures sur la partie chargée de l'état final

- Au moins trois traces chargées. On distingue ainsi l'état final hadronique de l'état final leptonique (seulement deux traces chargées).

$$N_{T_{ch}} \geq 3$$

- La somme de toutes les charges doit rester inférieure à 3. Les interactions des électrons avec le gaz résiduel dans le tube du faisceau produisent davantage de traces de charge positive que de charge négative, donc cette coupure élimine un certain nombre de ces événements.

$$\sum \text{charges} < 3$$

- Pour que la trace soit complètement contenue dans la partie centrale des chambres à dérivation et des chambres proportionnelles, son angle θ est limité par:

$$|\cos(\theta_{ch})| \leq 0,9$$

- Lors du déclenchement du type trigger 7 (étiquetage avec le détecteur avant) (cf paragraphe 1.2.6) il est demandé qu'au moins une trace ait un moment transverse plus grand que 250 MeV/c.

3. Des coupures sur la partie neutre de l'état final

- Pour que la trace soit complètement contenue dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique, son angle θ est limité par:

$$|\cos(\theta_{neut})| \leq 0,85$$

- Le seuil en énergie pour les traces neutres est

$$E_{neutre} \geq 200 \text{ MeV}$$

4.3.2 Les caractéristiques des événements multihadroniques

Nous avons ainsi sélectionné 3012 événements étiquetés avec un état final hadronique dans le lot de l'expérience 44. Ces événements sont caractérisés par la production d'un grand nombre de particules chargées ou neutres dans l'état final. La multiplicité moyenne est de 5,6 particules dont 4,1 sont chargées et 1,5 neutres.

L'énergie moyenne de l'électron étiqueté est :

$$\langle E_{tag} \rangle = 13 \text{ GeV}$$

La masse du photon virtuel Q^2 varie entre :

$$0,4 \leq Q_{vis}^2 \leq 2,1 \text{ GeV}^2$$

$$\text{avec} \quad \langle Q_{vis}^2 \rangle = 0,96 \text{ GeV}^2$$

La masse formée par le système des deux photons prend des valeurs jusqu'à 10 GeV avec une valeur moyenne de :

$$\langle W_{vis} \rangle = 3 \text{ GeV}$$

La figure 4.5 montre un événement multihadronique typique.

20/07/88 DSN= F36PA1.0PMSCAN.MCOST1

EXP 44 RUN 11000 EVENT 102
 LEVEL 2 SPUR LATRAK BANKS
 SP Q Z P (GEV) LA MU LA TP E (GEV) SP MO
 1 - - 0.970 20 29 0.172 15
 2 - + 0.455
 3 - + 0.370 8
 4 + + 0.580 17
 5 + + 0.602
 6 + + 0.323 11
 7 - +E 0.666 5

LATRAK BANKS
 LA TP E (GEV) SP MO
 2 0.041 17
 3 0.470 7 19
 8 0.243 3 2
 11 0.225 6 4
 15 0.034 7 7
 17 0.447 4 8
 18 0.423 8 8
 20 0.573 1 9
 25 0.137 13
 28 0.155 15
 29 0.172 15

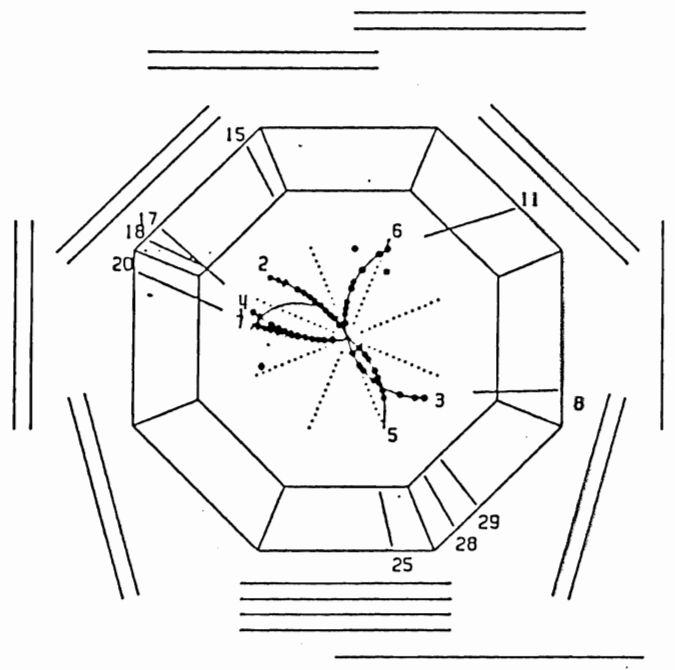
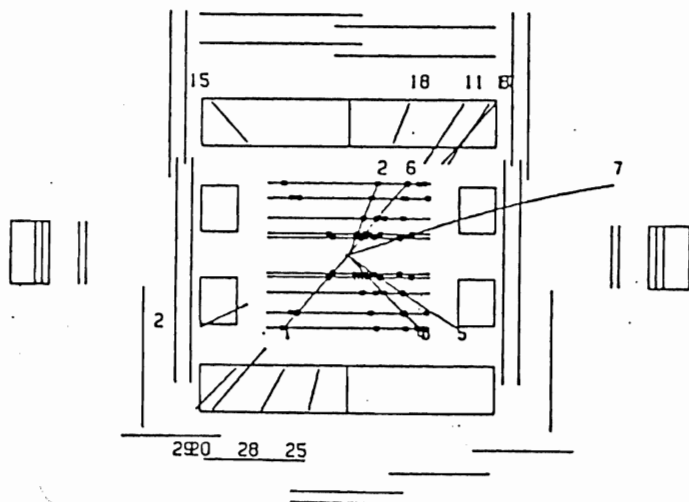
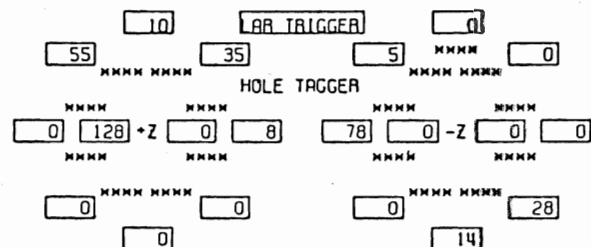


Figure 4.5: Un événement multihadronique typique

4.3.3 Le Bruit de Fond

Malgré les coupures que nous appliquons lors de l'analyse pour limiter le bruit de fond, il subsiste toujours quelques événements. Nous avons considéré les principales sources de bruit de fond :

- L'annihilation e^+e^- .
- Les processus de compton virtuel.
- La désintégration du τ : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau\tau \rightarrow e^+e^-q\bar{q}q\bar{q}$
- Les interactions avec le gaz résiduel dans le tube du faisceau.

L'annihilation

Il s'agit du processus $e^+e^-(\gamma) \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$ dans lequel un photon radié dans l'état initial, ou un π^0 de l'état final, entre dans le détecteur avant et y simule un électron étiqueté. Nous avons calculé ce processus et la section efficace pour les critères de sélection et les acceptances du détecteur avant est :

$$\sigma^{anni} = 0,822 \pm 0,082 \text{ pb}$$

ce qui donne en nombre d'événements pour l'expérience 44 :

$$N^{anni} = \sigma^{anni} L = 72 \pm 4 = 2,4 \%$$

Ces événements d'annihilation ont été simulés et seront soustraits des données lors de l'unfolding. Cette soustraction est faite numériquement en soustrayant de chaque distribution la contribution du bruit de fond.

Les autres processus

Les interactions avec le gaz contenu dans le tube du faisceau sont fortement réduites par une coupure sur la position (bien mesurée) du vertex et donc négligeables. Les autres bruits de fond n'ont pas été simulés, mais en nous basant sur une étude analogue [34] nous pouvons dire que leur contribution est beaucoup plus faible ($< 2\%$) que celle de l'annihilation.

4.3.4 Les corrections radiatives

Le générateur MCF2 que nous avons utilisé pour produire l'état $q\bar{q}$ de nos événements ne tient pas compte des corrections radiatives. Nous allons estimer l'importance de ces corrections à l'aide d'un calcul proposé par Ong [40]. Ce calcul est valable lorsque l'on détecte toutes les particules de l'état final et quand le détecteur qui sert pour l'étiquetage a une bonne résolution. Les deux conditions ne sont pas tout à fait remplies dans cette étude, donc la valeur obtenue ne peut être considérée que comme un ordre de grandeur. Les corrections radiatives interviennent sur la valeur de la section efficace et donc sur la normalisation du résultat ainsi que sur quelques distributions des variables cinématiques. La section efficace corrigée s'écrit:

$$\sigma = (1 + \delta)\sigma_0 \quad (4.10)$$

où le terme δ correspond aux corrections radiatives et vaut dans ce calcul:

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \left[\left\{ \ln\left(\frac{1}{r_{max}}\right) - \frac{17}{12} \right\} \left(\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 1 \right) + \frac{25}{36} \right] \quad (4.11)$$

On observe que δ ne dépend que de r_{max} et Q^2 . La variable r_{max} qui peut être considérée comme la résolution en énergie de la partie du détecteur qui sert pour l'étiquetage, est définie par:

$$r_{max} = \left| 1 - \frac{E'_1(1 + \cos(\theta_{1 \min}))}{2E} - \frac{1}{2E}(E^c + P_L^c) \right|$$

où E^c et P_L^c sont l'énergie maximum et le moment longitudinal maximum de l'état final hadronique, les autres variables sont celles définies dans la figure 2.2. En faisant l'application numérique avec, d'après les distributions expérimentales $E^c = 8 \text{ GeV}$ et $P_L^c = 4,6 \text{ GeV}$ on trouve que les corrections radiatives sont de l'ordre de:

$$\delta \sim 1\%$$

Sachant que les corrections radiatives diminuent quand Q^2 décroît, le résultat d'une autre analyse [34] qui trouve $\delta \sim 5\%$ à $\langle Q^2 \rangle = 17 \text{ GeV}^2$ confirme l'ordre de grandeur que nous obtenons à $\langle Q^2 \rangle = 0,96 \text{ GeV}^2$. Nous pouvons donc admettre que les corrections radiatives pour cette étude restent inférieures à 2 % et par conséquent négligeables.

4.3.5 L'application de l'unfolding

1) Les variables pour l'unfolding

Le programme d'unfolding utilise un certain nombre de variables, calculées pour chaque événement sélectionné lors de l'analyse. Parmi ces variables se trouvent évidemment x_{vrai} et x_{vis} ; en plus de ces deux variables nous utilisons un ensemble de variables supplémentaires qui sont lors de l'unfolding pondérées par la fonction de structure mesurée et, comme moyen de contrôle, comparées aux données expérimentales. Les variables que nous avons choisies à cet effet sont importantes pour cette analyse, elles sont résumées dans le tableau 4.1.

$(x_{vrai}), x_{vis}$	la variable de Bjorken
Q^2 W	la masse du photon sonde la masse du système $\gamma\gamma$
E_{tag} θ_{tag}	l'énergie d'étiquetage l'angle d'étiquetage
E_{ch} E_{neut}	l'énergie de toutes les traces chargées l'énergie de toutes les traces neutres
N_{ch} N_{neut}	la multiplicité des traces chargées la multiplicité des traces neutres
$\{...P_{T_i}...\}$	l'ensemble des moments transverses

Tableau 4.1: Les variables pour l'unfolding

2) La proportion d'événements du type MC^a et MC^b

Nous disposons pour déconvoluer les données de deux lots d'événements de simulation, MC^a et MC^b (cf paragraphe 4.2.2). Leur seule différence étant la distribution des moments transverses des quarks, nous allons déterminer la proportion d'événements à prendre dans chaque lot suivant la distribution des

moments transverses (dans le référentiel du centre de masse des deux photons par rapport à l'axe de déplacement de celui-ci) des hadrons. On observe (fig. 4.6) que le lot MC^a reproduit le mieux les données et que nous n'avons pas besoin du lot MC^b . Cette conclusion n'implique pas que la distribution des moments transverses des quarks des données soit vraiment celle du lot MC^a , nous n'avons pas fait une étude assez fine du modèle de fragmentation et de la simulation du détecteur pour pouvoir déduire à partir des distributions de la figure 4.6 une distribution initiale des quarks. En effet une petite variation des paramètres (notamment le σ voir chapitre 4.2.2.b) de la fragmentation peut modifier les distributions observées.

Dans les figures 4.7 et 4.8 sont présentées quelques distributions de contrôle comparant les données aux événements du type MC^a et MC^b . On peut remarquer que de façon générale les distributions (notamment celles de la figure 4.8) du type MC^a reproduisent mieux les données qu'un mélange des deux pourrait le faire. Donc l'unfolding des données sera fait seulement avec le lot MC^a .

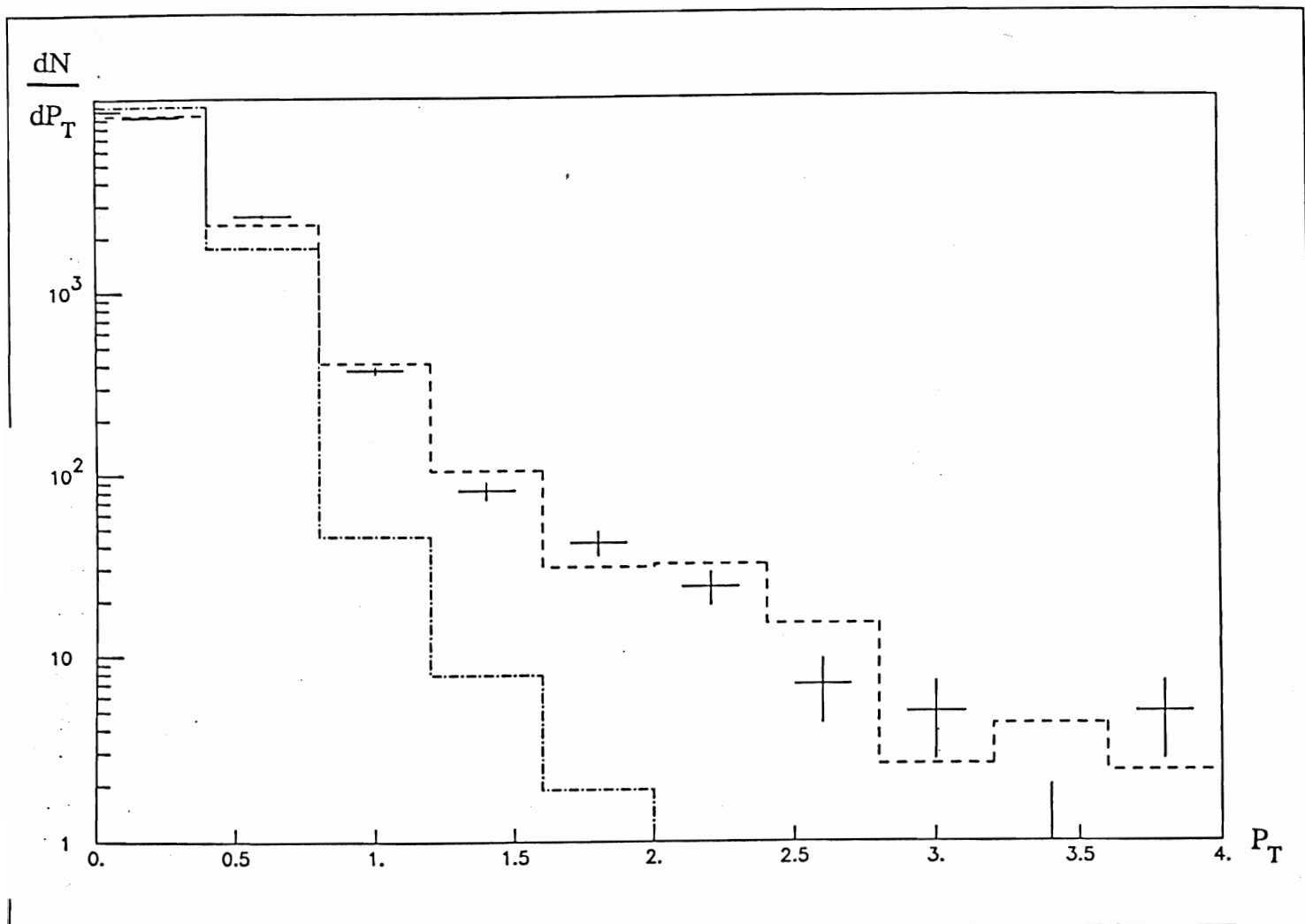


Figure 4.6: Une comparaison des distributions des moments transverses des deux lots de simulation à celle des données expérimentales.

— — — pour MC^a

- · - · - pour MC^b

* Pour plus de clarté nous n'avons pas représenté les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles ont dans cette figure le même ordre de grandeur que celles les données.

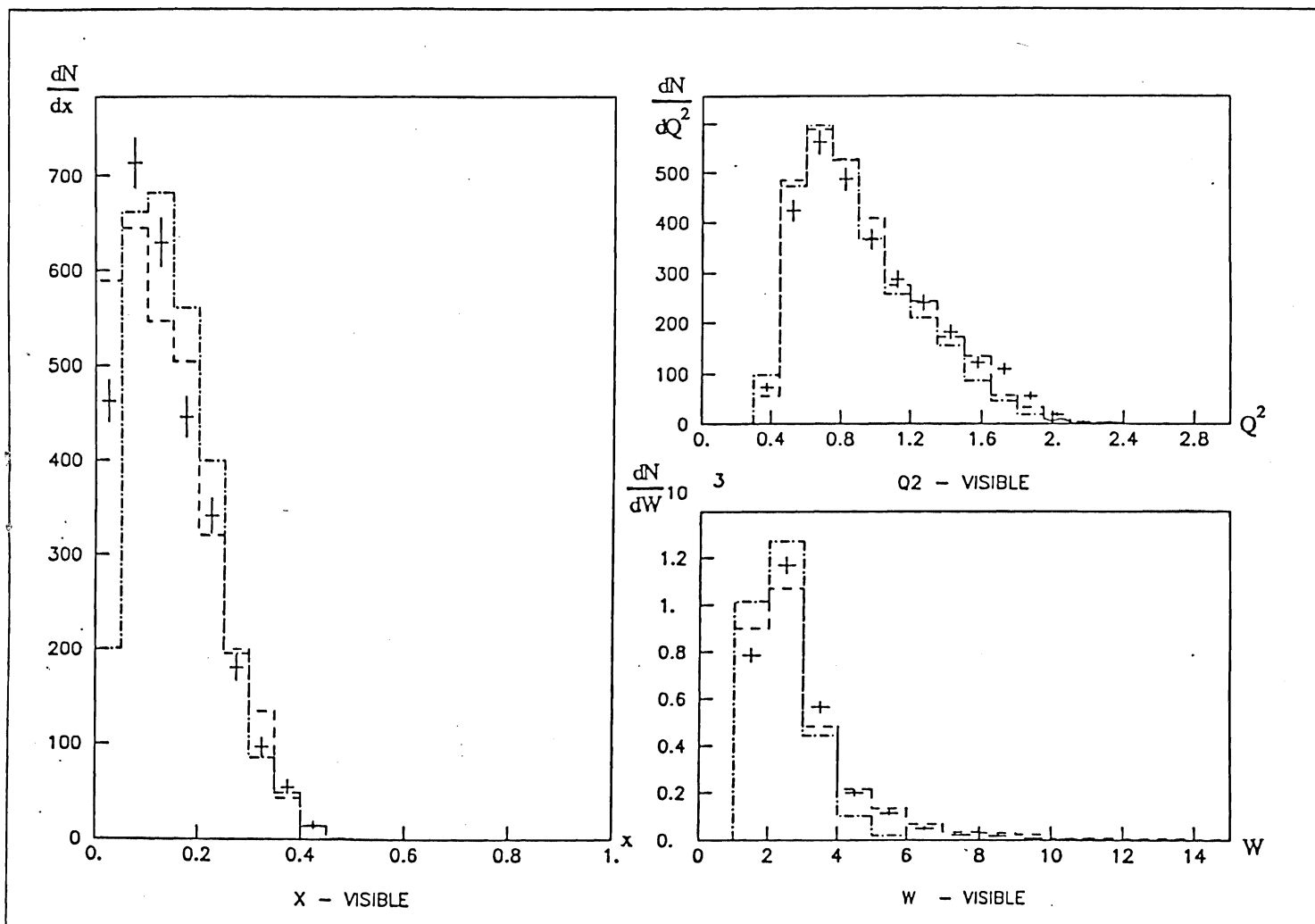


Figure 4.7: Une comparaison des distributions des variables x_{vis} , Q^2_{vis} et W_{vis} des deux lots de simulation à celles des données expérimentales

----- pour MC^a

- · - · - pour MC^b

* Pour plus de clarté nous n'avons pas représenté les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles ont dans cette figure le même ordre de grandeur que celles les données.

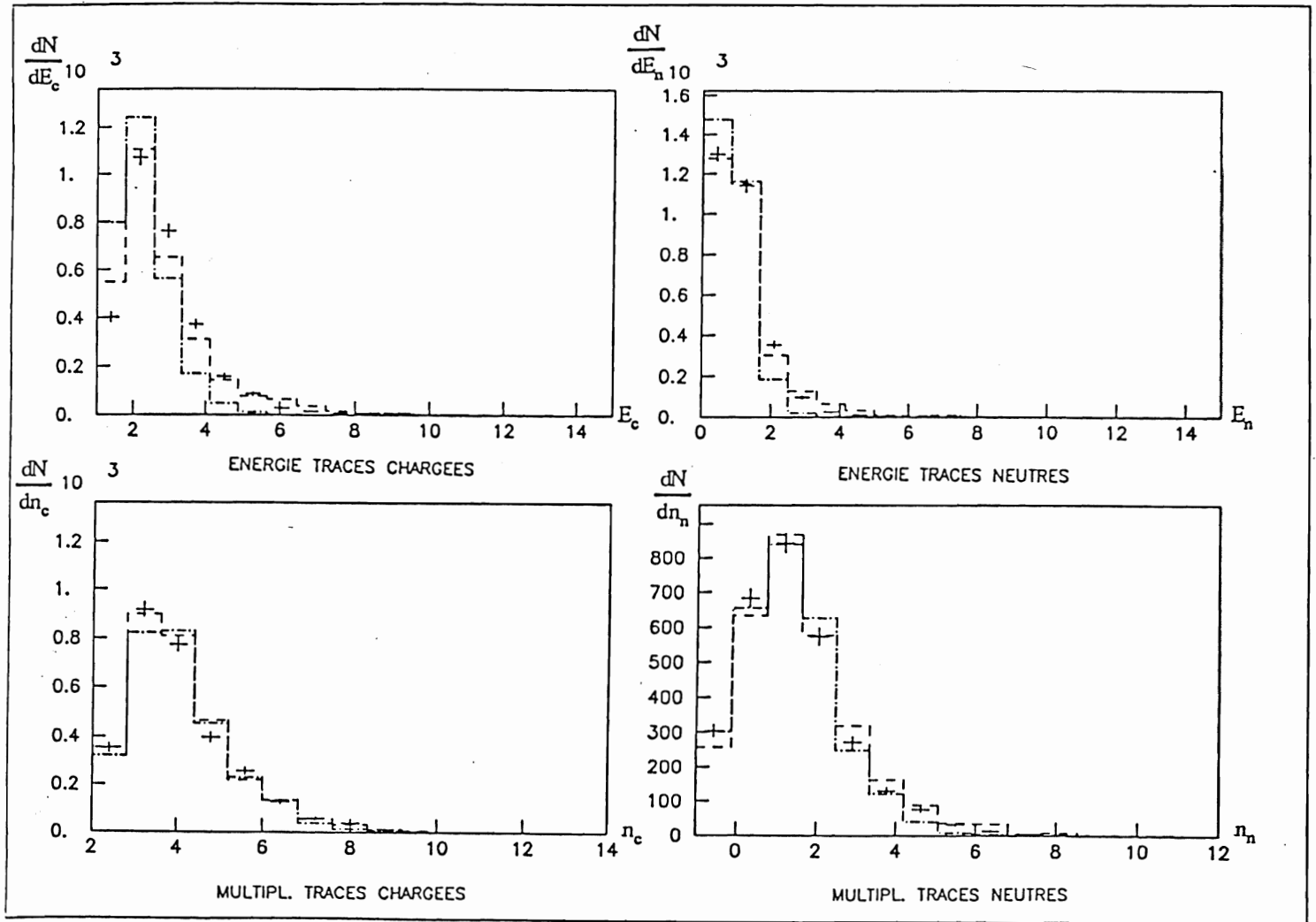


Figure 4.8: Une comparaison des distributions des multiplicités chargées et neutres et des énergies des traces chargées et neutres des deux lots de simulation à celles des données expérimentales

--- pour MC^a

- · - · - pour MC^b

* Pour plus de clarté nous n'avons pas représenté les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles ont dans cette figure le même ordre de grandeur que celles des données.

4.3.6 Résultat: La Fonction de Structure du Photon

Nous présenterons d'abord le résultat de la mesure de la fonction de structure F_2^γ et quelques distributions qui nous permettent de vérifier l'exactitude de toute la procédure utilisée pour aboutir à F_2^γ . Ensuite nous comparerons F_2^γ à quelques prédictions théoriques exposées dans le chapitre 2 et à la fin à une mesure établie par un autre groupe de recherche.

Nous avons utilisé pour cette étude des lots d'événements contenant :

Evénements hadroniques	expérimentaux	3012
— — —	Monte Carlo	7929

1) La fonction F_2^γ

La mesure de la fonction de structure est représentée par trois points. Le nombre peu élevé de points est dû au programme d'unfolding. Ce programme détermine un nombre optimal de points, pour représenter le résultat, en fonction de leur corrélation. Avec plus de points la corrélation entre eux augmente et le résultat devient sans signification. Les corrélations entre les trois points de la représentation de F_2^γ en fonction de x (fig. 4.9) par exemple sont (données par le programme d'unfolding):

$$\begin{pmatrix} 1 & -8\% & -18\% \\ -8\% & 1 & -15\% \\ -18\% & -15\% & 1 \end{pmatrix}$$

Un résultat peut être considéré significatif si les corrélations restent inférieures à 20%. Nous donnons la variation de F_2^γ en fonction de x et en fonction de Q^2 (fig 4.9). La représentation en fonction de Q^2 montre assez nettement une violation d'échelle surtout à petit Q^2 , ce qui est en contradiction avec la paramétrisation du modèle VDM ($F_2^\gamma = 0,2\alpha(1-x)$) et confirme les propos du paragraphe 2.3.5.

2) Les distributions de contrôle

Comme moyen de vérification de la procédure utilisée nous disposons des distributions de contrôle (fig. 4.10 - 4.13). Ce sont les distributions des variables que nous avons discutées dans le paragraphe 4.3.4.1 pondérées par la fonction F_2^γ .

La distribution des moments transverses (fig. 4.10) confirme que nous avons correctement simulé l'état $q\bar{q}$.

Les multiplicités et les énergies des traces chargées et neutres (fig. 4.11) nous permettent de voir que le modèle de fragmentation utilisé reproduit bien les multiplicités des données.

L'énergie et l'angle d'étiquetage (fig. 4.12) contrôlent la simulation du détecteur avant. L'énergie des événements simulés reproduit bien celle des données. L'angle θ par contre ne reproduit pas bien celui des données expérimentales. Nous avons deux explications pour tenter de comprendre ce phénomène.

1. La première explication concerne les événements entre $51 \leq \theta \leq 67 \text{ mrad.}$.

La différence entre les deux distributions est du même genre que celle déjà observée pour les événements Bhabha (voir § 3.3.3), elle est due à la sensibilité de la calibration des ADC des scintillateurs. Une sur-calibration du scintillateur numéro 2 ($51 \leq \theta \leq 59 \text{ mrad.}$) dans certains quarts par rapport au scintillateur numéro 3 ($59 \leq \theta \leq 67 \text{ mrad.}$) peut être responsable de la migration d'événements du scintillateur numéro 3 vers numéro 2.

2. La deuxième explication concerne les événements entre $67 \leq \theta \leq 82 \text{ mrad.}$ Ce phénomène est lié à un défaut dans la simulation du détecteur avant, les gerbes électromagnétiques des données sont en moyenne 1,7 fois plus étendues que celles de la simulation.

En outre les événements proches du bord du détecteur avant (dont le centre de la gerbe tombe dans le scintillateur numéro 2 ou 3) sont en moyenne moins bien contenus que ceux au centre du détecteur avant (scintillateur numéro 4 ou 5) (voir tableau 4.2). La mesure de l'énergie de ces événements donne donc une valeur plus faible que la vraie valeur. Ainsi un nombre plus important d'événements sont éliminés par la coupure sur l'énergie dans le domaine des petits θ . Cet effet est d'autant plus important que les gerbes sont plus étendues.

Les deux distributions en θ (Monte Carlo et données) sont normalisées au même nombre d'événements, on remarque donc un excès dans le domaine des grands θ pour les événements ayant des gerbes plus étendues (c.à.d. les données), dont un certain nombre a été éliminé à petit θ . On n'observe pas cet effet pour les événements Bhabha, car les gerbes électromagnétiques de ces événements sont à plus haute énergie, elles sont donc plus éloignées de la coupure en énergie et une perte sur la valeur de l'énergie mesurée en élimine moins.

Scintillateur N°	Perte en énergie
2	22 %
3	7 %
4	5 %
5	4 %

Tableau 4.2: La fraction d'énergie perdue par des gerbes électromagnétiques dont le centre tombe dans un scintillateur donné. Cette perte est due au fait que la gerbe n'est pas toujours complètement contenue dans le détecteur avant. Ces valeurs ont été obtenues par simulation [26].

Ce désaccord dans les deux distributions en θ n'a pas beaucoup d'influence sur la variable de Bjorken x , donc sur la mesure de F_2^γ . En effet une erreur sur θ de $\Delta\theta = 3,7 \text{ mrad.}$ (cf. § 3.3.3) entraîne une erreur sur Q^2 de $\Delta Q^2 = 0,1 \text{ GeV}^2$ et sur x de $\Delta x = 0,001$ (pour $\langle W \rangle = 3 \text{ GeV}$). Cette erreur est négligeable devant l'incertitude sur x dans la représentation de F_2^γ de la figure 4.9.

En outre nous allons voir à la fin de ce chapitre, lors de l'étude de la fonction de structure leptonique du photon, que malgré un désaccord équivalent dans les distributions en θ le résultat de la mesure est compatible avec la prédiction théorique exacte.

Enfin, les distributions des trois variables x_{vis} , Q_{vis}^2 , et W_{vis} (fig. 4.13) permettent de contrôler l'ensemble de cette analyse. Les distributions de la variable de Bjorken contrôlent notamment la procédure d'unfolding. En effet, après un unfolding *parfait* les deux distributions de x_{vis} (données et Monte Carlo) devraient être identiques. On remarque un léger désaccord dans la région $x < 0,2$.

Après l'étude des distributions de contrôle nous pouvons conclure que la procédure employée est correcte. En effet si un des éléments de la procédure avait été mal utilisé, les distributions de contrôle en seraient modifiées. Ceci peut être illustré par les figures 4.6 - 4.8. On observe que les données sont plus ou moins bien reproduites suivant le Monte Carlo utilisé (ce qui nous a

permis de faire un choix sur le générateur à utiliser).

3) Comparaison avec les prédictions théoriques

Les prédictions que nous utilisons ici ont été exposées au chapitre 2. La figure 4.14-gauche montre la fonction de structure calculée à partir de:

- l'expression QPM pour la partie ponctuelle (2.14 pour les quarks u, d, s et 2.12 pour le quark c).
- l'expression VDM 2.11 pour la partie hadronique.

On observe que ni l'une ni l'autre ni la somme des expressions ne reproduit le résultat correctement, nous ne pouvons donc considérer ces expressions comme une prédiction valable dans notre domaine de Q^2 .

Une deuxième prédiction (fig. 4.14-droite) de F_2^γ est faite avec le modèle de F. Kapusta (paragraphe 2.3.4).

- La courbe en $(-\cdot-\cdot-)$ représente F_2^γ pour la partie hadronique (expression 2.19)
- Pour tenir compte de la contribution ponctuelle nous ajoutons un terme $F_2^{PL}(x, Q^2, t_0)$ (expression 2.20) qui contient une coupure en moment transverse $P_T^0 = t_0$ que nous avons ajustée à la valeur 1,5 GeV/c. (...)
- Une estimation de la contribution des corrections QCD est comprise dans la troisième courbe. Pour cette estimation nous avons pris le calcul présenté dans la référence [19]. $(---)$

La somme de ces trois contributions reproduit l'allure de la mesure. De ce fait nous pouvons déduire une valeur approximative de la coupure en moment transverse P_T^0 discutée dans le paragraphe 2.3.3 qui est de l'ordre de $t_0 \sim 1,5 \text{ GeV}/c$ et certainement beaucoup plus grande que Λ .

4) Comparaison avec une autre mesure

La fonction de structure du photon a déjà été mesurée par d'autres expériences. Nous pouvons citer les collaborations: PLUTO ([41] $\langle Q^2 \rangle = 45$ et [42] $\langle Q^2 \rangle = 5,3$), TASSO ([43] $\langle Q^2 \rangle = 23 \text{ GeV}^2$), JADE ([44] \langle

$Q^2 \geq 24 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$) et CELLO ($Q^2 \leq 17 \text{ GeV}^2$). Toutes ces mesures ont été établies pour des grandes valeurs de Q^2 et ne sont donc pas sensibles à la partie hadronique du photon. Elles reproduisent toutes la prédiction pour la partie ponctuelle. La seule mesure de la fonction de structure du photon dans la région $Q^2 \sim 1 \text{ GeV}^2$ effectuée auparavant a été faite par la collaboration TPC/Two-Gamma [45] à SLAC auprès de l'anneau e^+e^- PEP avec une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$. Cette mesure comporte 9200 événements entre $0,2 < Q^2 < 7 \text{ GeV}^2$. On observe (fig. 4.15) que les deux mesures sont compatibles.

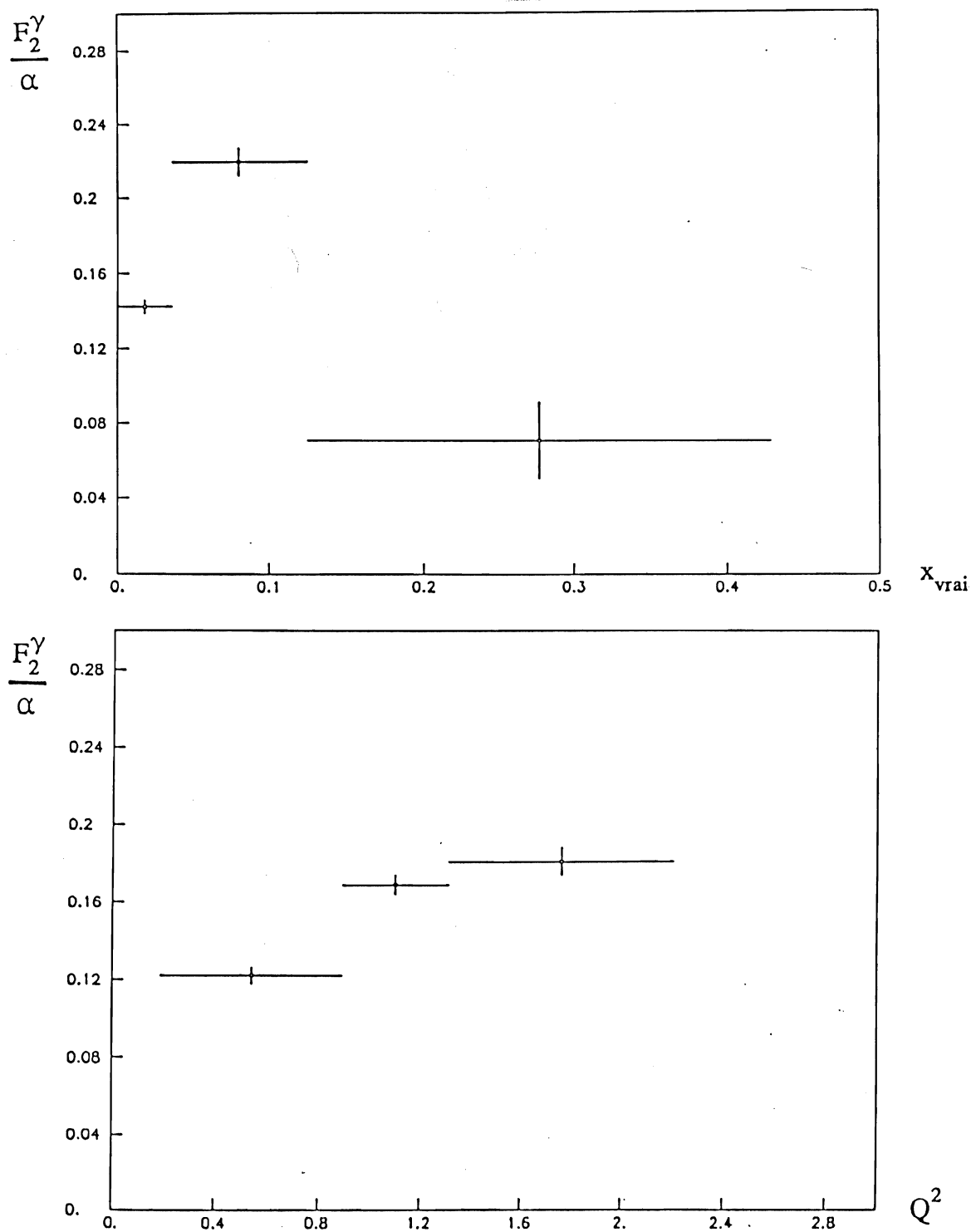


Figure 4.9:

En haut: La fonction de structure F_2^γ en fonction de x , pour $\langle Q^2 \rangle = 0,96 \text{ GeV}^2$.

En bas: La fonction de structure en fonction de Q^2 , pour $0 \leq x \leq 0,4$ et $\langle x \rangle = 0,14$.

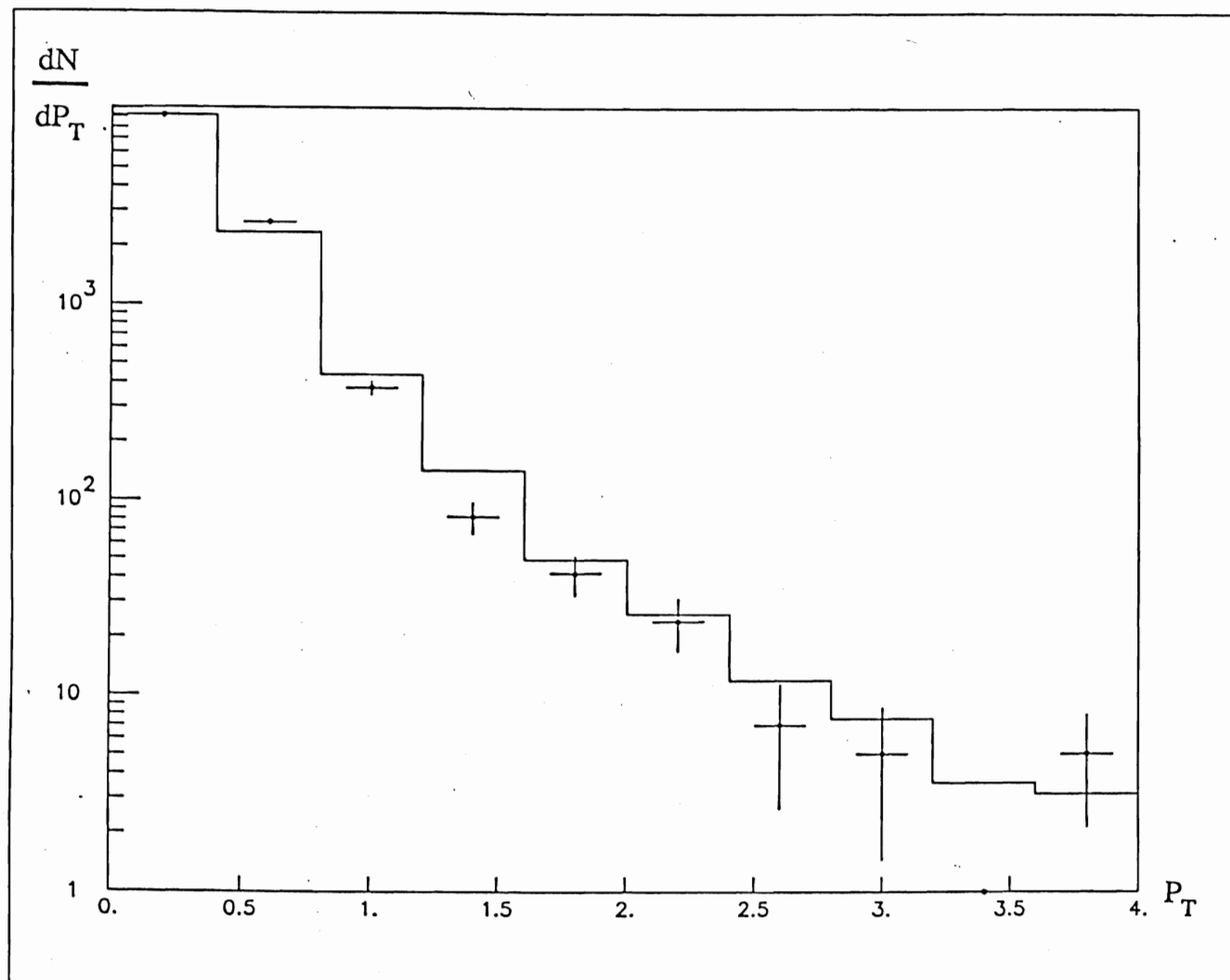


Figure 4.10: Une comparaison des distributions des moments transverses par trace chargée

le (—) représentent les événements Monte Carlo

les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 62 % de celles des données.

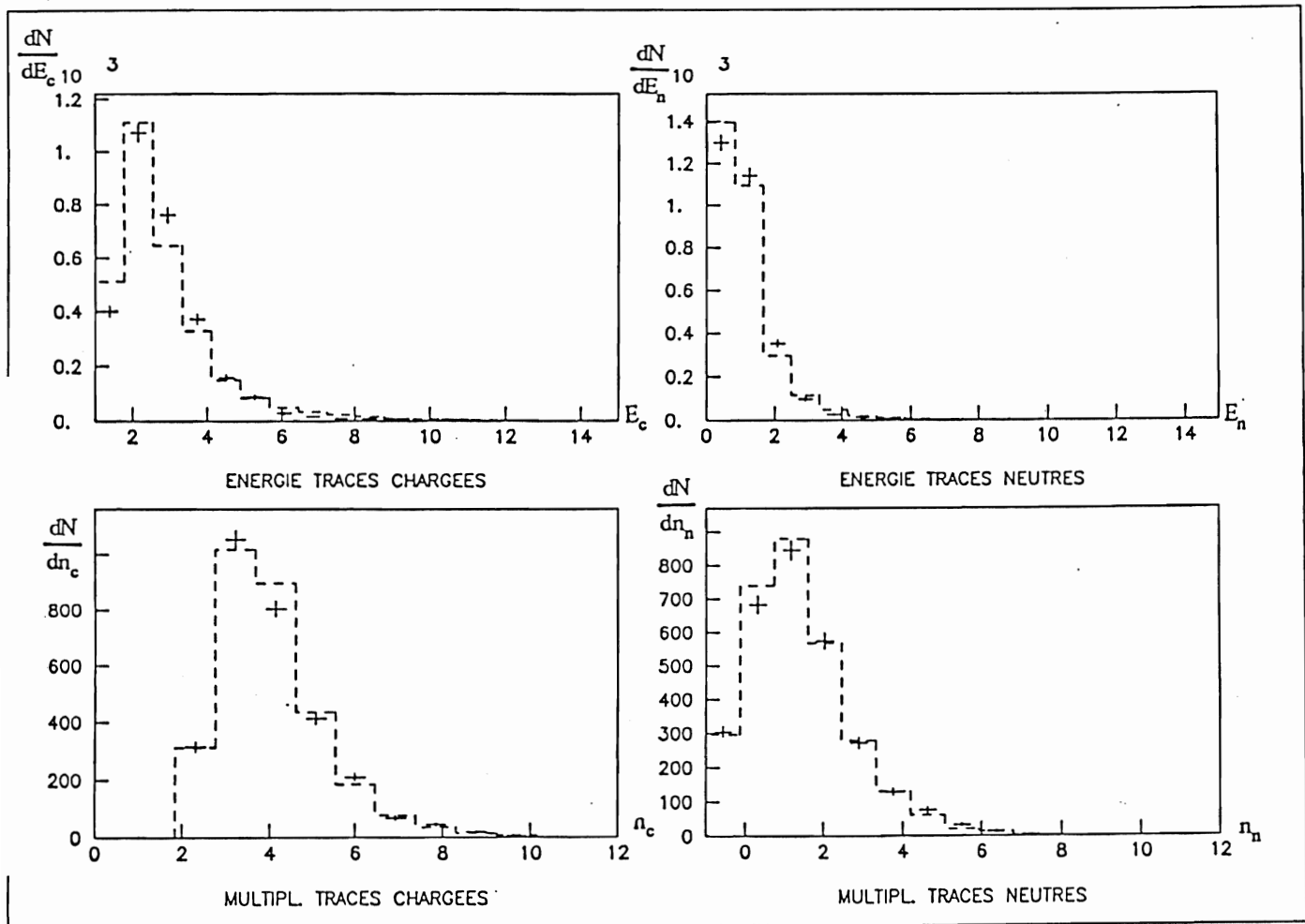


Figure 4.11: Une comparaison des distributions des multiplicités chargées et neutres et des énergies des traces chargées et neutres du lot de simulation à celles des données expérimentales

les (---) représentent les événements Monte Carlo

les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 62 % de celles des données.

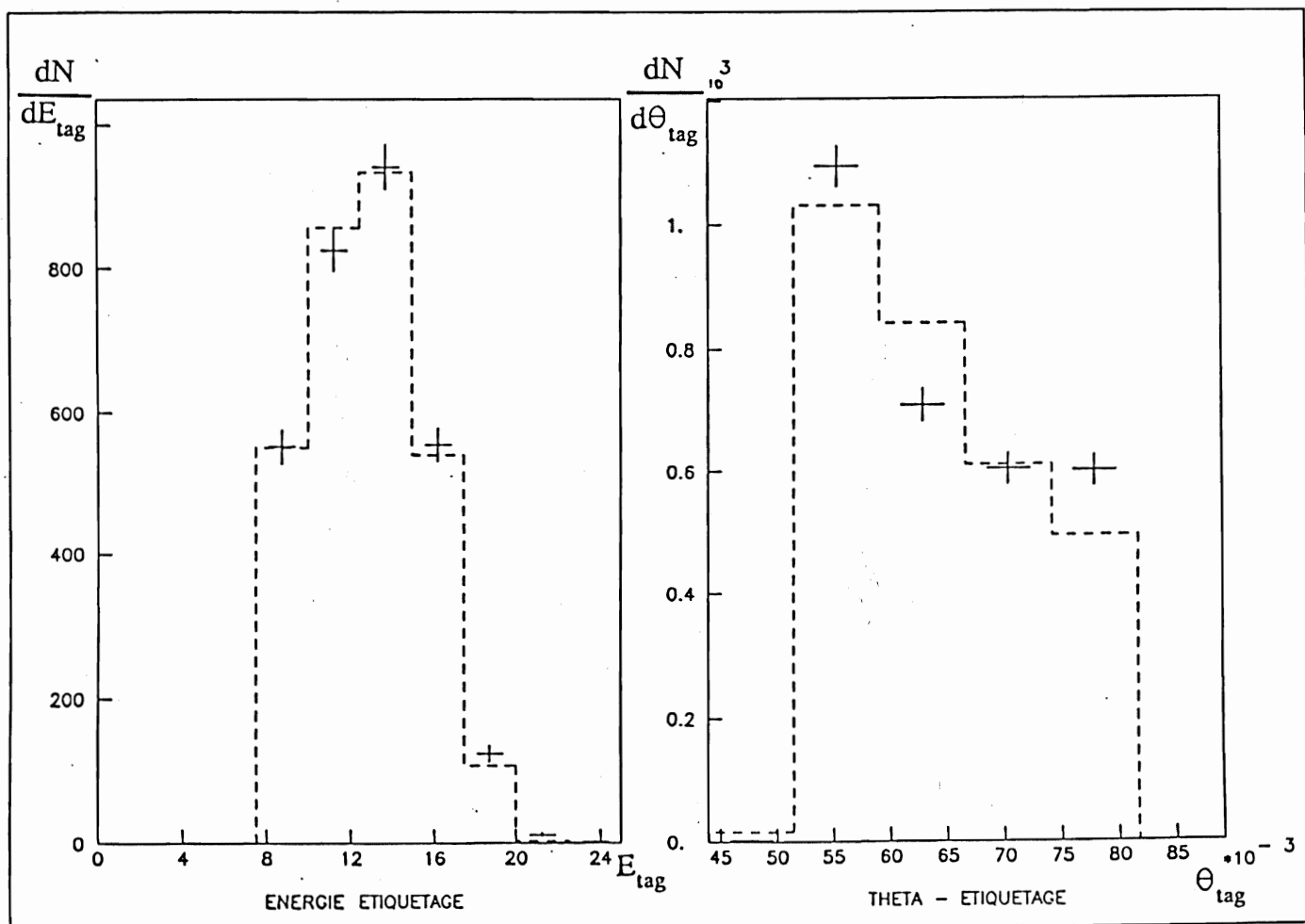


Figure 4.12: Une comparaison des événements de simulation aux données expérimentales pour l'énergie et l'angle d'étiquetage.

les (---) représentent les événements Monte Carlo

les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 62 % de celles des données.

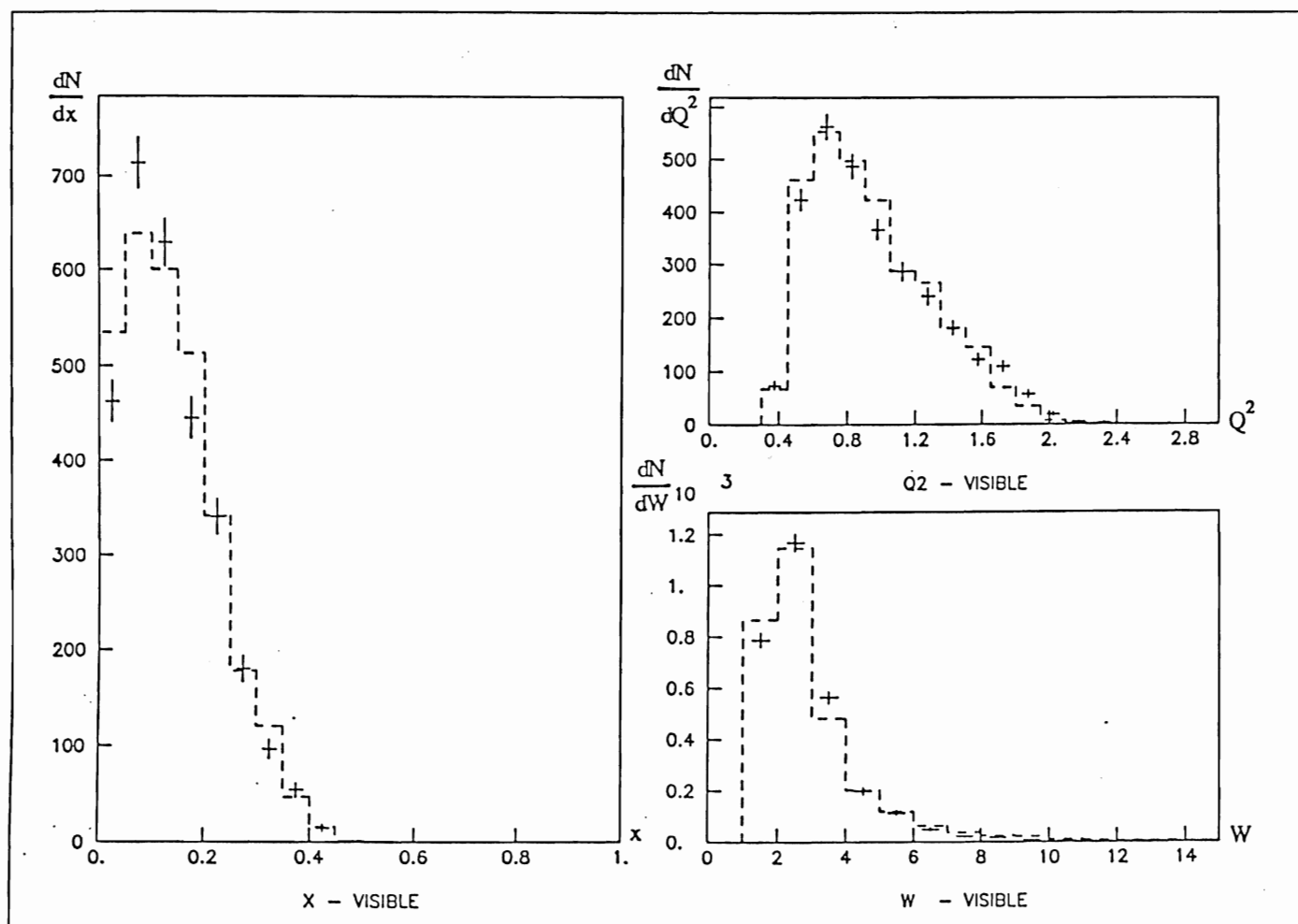


Figure 4.13: Une comparaison des distributions des variables x_{vis} , Q^2_{vis} et W_{vis} des événements de simulation à celles des données expérimentales
 les (---) représentent les événements Monte Carlo
 les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 62 % de celles des données.

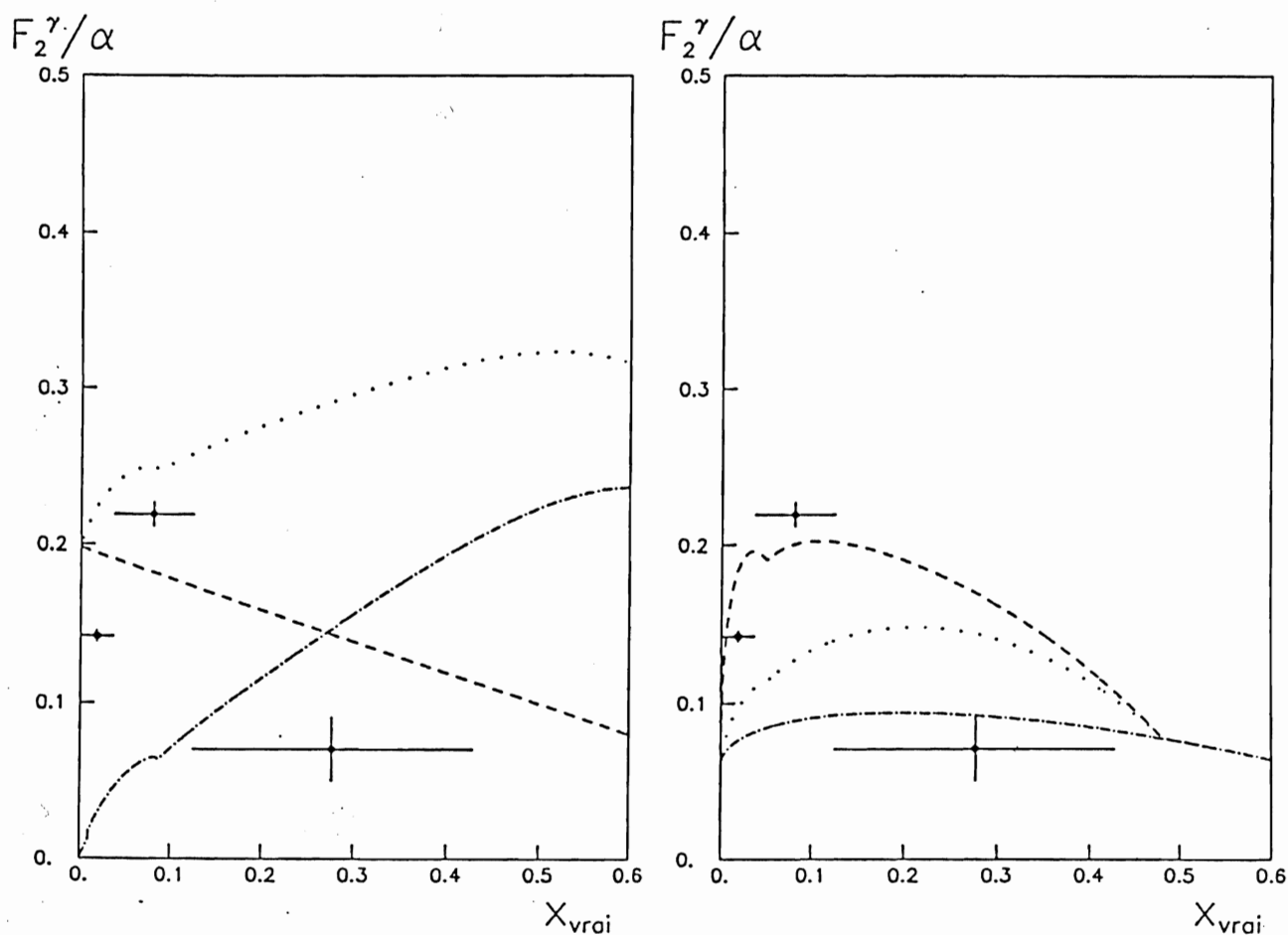


Figure 4.14:

A gauche Une comparaison de la mesure de F_2^γ aux prédictions standards. La courbe en - - - représente la paramétrisation VDM, celle en - · - la prédiction QPM pour les quarks u, d, s, c et celle en · · · la somme des deux.

A droite Une comparaison avec les prédictions de F. Kapusta. La courbe en - · - représente la partie hadronique, celle en · · · comprend en plus la contribution ponctuelle avec une coupure en $t_0 = 1,5 \text{ GeV}/c$. Finalement la courbe en - - - comprend en plus de la partie hadronique et ponctuelle une estimation des correction QCD.

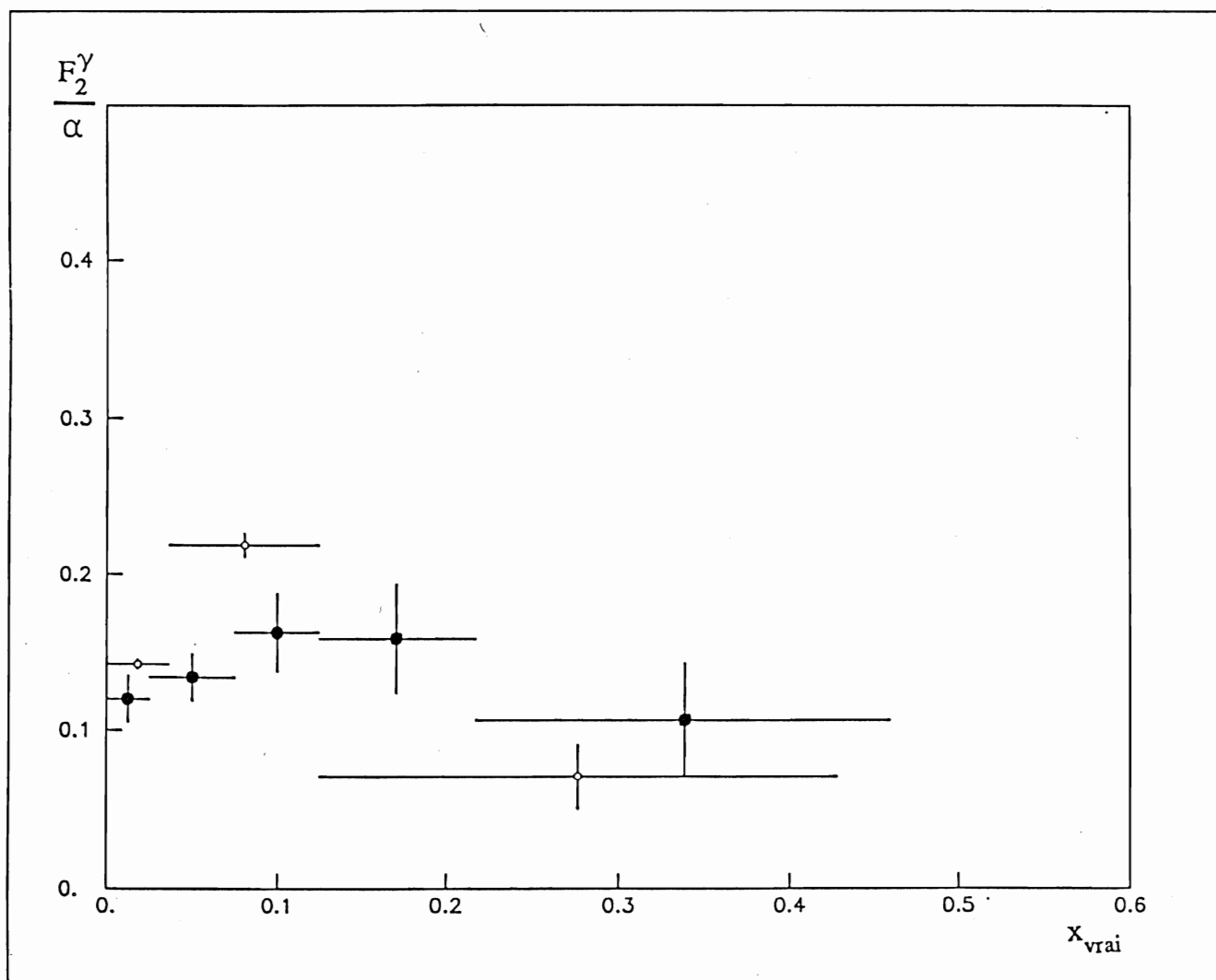


Figure 4.15: Une comparaison avec la mesure de la collaboration TPC/Two-Gamma pour un $\langle Q^2 \rangle = 0,7 \text{ GeV}^2$ représentée par des points noirs. Les points blancs représentent la mesure de cette étude.

4.4 L'Etat Final Leptonique

Nous considérons maintenant le cas où l'état final multihadronique est remplacé par une paire de leptons (électrons ou muons), c.à.d. la réaction:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^- \quad (4.12)$$

Il s'agit de tester le formalisme de la fonction de structure ainsi que la valeur donnée pour la luminosité. En effet, dans ce cas, la fonction de structure F_2^γ est déterminée sans ambiguïtés par des calculs de l'électrodynamique quantique (QED). Les erreurs systématiques dans ce cas sont essentiellement les mêmes que lorsque l'état final est constitué de hadrons, mais par contre les événements sont sélectionnés avec beaucoup moins d'ambiguïtés et nous avons ($x_{vis} \approx x_{vrai}$). Ce qui nous permet de vérifier la qualité de la partie étiquetage de cette analyse et la normalisation donnée par la luminosité.

Cette analyse est faite sur le lot d'événements déjà utilisé lors de l'analyse de l'état final hadronique (paragraphe 4.3) et de la diffusion Bhabha (paragraphe 3.5). La topologie de l'état final leptonique est très simple, il s'agit de reconnaître des événements avec une paire de muons ou une paire d'électrons, ce qui signifie deux traces chargées dans la partie centrale du détecteur CELLO, éventuellement identifiées par des chambre à muons. Les coupures que nous avons utilisées dans cette analyse sont les mêmes que celles utilisées par P. Colas dans son analyse [46].

Les caractéristiques des événements

Nous avons ainsi sélectionné 2535 événements avec une paire de muons ou une paire d'électrons dans le lot de l'expérience 44. Ces événements sont caractérisés par:

1. Une multiplicité chargée strictement égale à 2.
2. Une faible multiplicité neutre ($N_{neut} = 0,36$) avec des particules ayant $E_{neut} \leq 2 \text{ GeV}$
3. $0,35 \leq Q^2 \leq 2,4 \text{ GeV}^2$ avec $\langle Q^2 \rangle = 1,09 \text{ GeV}^2$
4. La masse moyenne du système des deux photons $\langle W \rangle = 2,50 \text{ GeV}/c$
5. L'énergie d'étiquetage moyenne $\langle E_{tag} \rangle = 14,32 \text{ GeV}$

La figure 4.16 montre un événement typique avec un état final constitué d'une paire de muons.

20/07/88 DSN= F36PAI.QEDSCHN.MCOST1

EXP 44 RUN 11000 EVENT 145

LEVEL 2 SPUR

SP 0 Z P (GEV) LA MU

1 - 1.704 3 1

2 +- 2.407 12 2

LATRAK BANKS

LA TP E (GEV) SP MO

3 0.236 1 2

12 0.356 2 10

MUTR BANKS

MU CH QUALITY SP

2 12 0.943 2

11 1.070

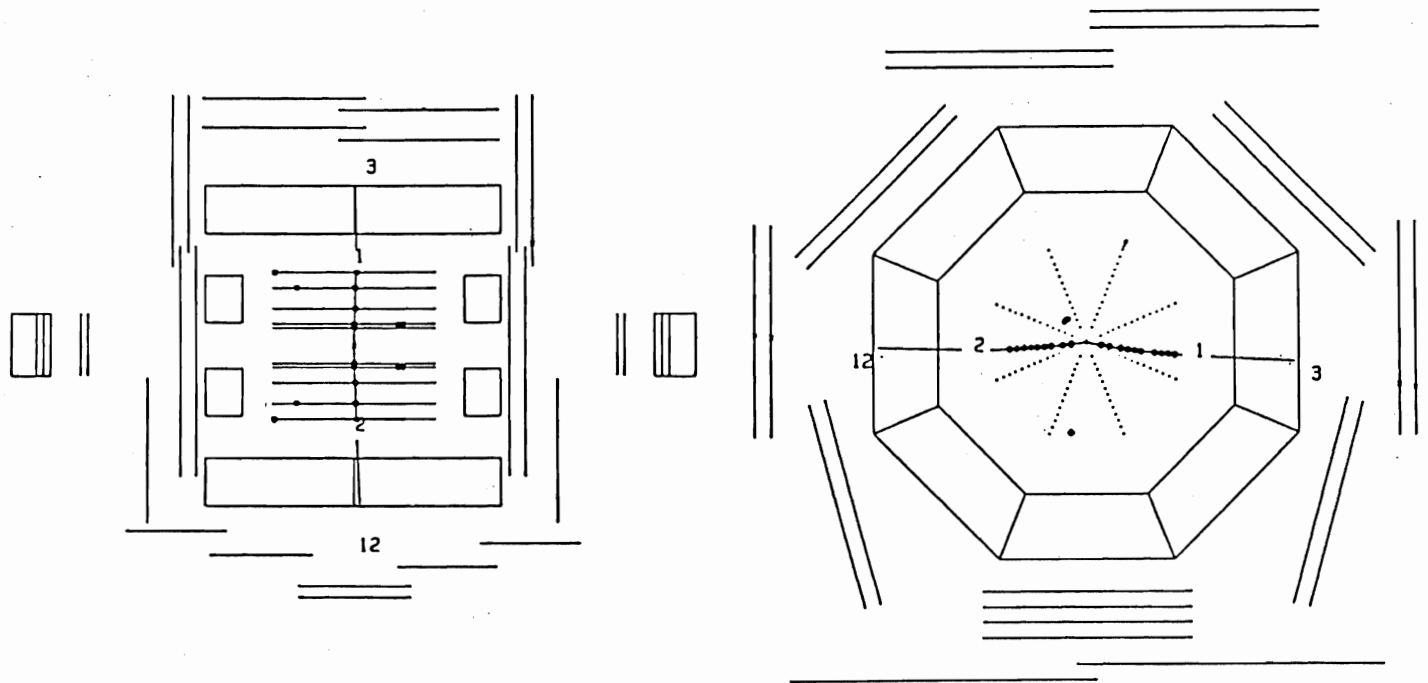
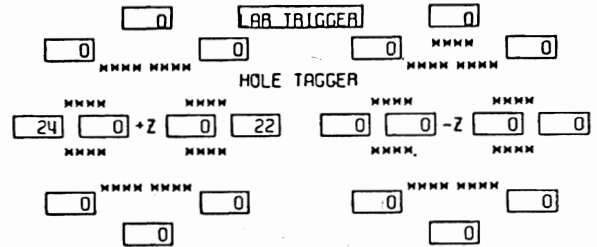


Figure 4.16: Un événement typique avec deux muons dans l'état final, identifiés par les chambres à muons

Le bruit de fond

Les événements que nous avons sélectionnés ne proviennent pas uniquement de la réaction 4.12, certains des événements avec un état final constitué d'une paire d'électrons peuvent, à priori, venir de la réaction Bhabha simplement ou doublement radiative, où l'étiquetage est fait par un photon radié :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \gamma e^+e^- \\ e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \end{aligned}$$

Une étude semblable [47] a montré qu'avec nos coupures cette source de bruit de fond constitue environ 1 % des événements, nous allons donc la négliger.

4.4.1 La Simulation

L'état final l^+l^- de la réaction 4.12 a été produit avec le générateur TWO-LEP écrit par Berends, Daverveldt et Kleiss [48], qui simule l'équivalent des deux diagrammes A_1 et A_2 de la figure 4.4. La section efficace ainsi calculée, étant quasiment la même pour la production d'une paire de muons ou une paire d'électrons, est (pour la somme des deux) :

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-} = (78,32 \pm 0,32) \text{ pb} \quad (4.13)$$

La simulation du détecteur avant et du détecteur CELLO était la même que celle utilisée pour les événements multihadroniques. Nous avons ainsi produit un lot de 1028 événements sélectionnés, à partir de 2670 événements simulés.

Nous avons estimé l'importance des corrections radiatives par simulation, elles représentent environ 2% de la section efficace 4.13. Ceci confirme la valeur que nous avons déterminée par un calcul pour les événements multihadroniques. Nous allons donc négliger la contribution des corrections radiatives.

4.4.2 La Luminosité

La luminosité est déterminée par la section efficace et par le nombre d'événements sélectionnés. La section efficace correspondant aux critères de sélection est reliée à 4.13 par:

$$\sigma_{sel} = \sigma \frac{n_{sel}}{n_{sim}} = (30,16 \pm 0,16) pb \quad (4.14)$$

où n_{sel} et n_{sim} sont respectivement le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements sélectionnés de la simulation. La luminosité correspondant à la simulation est:

$$L = \frac{n_{sim}}{\sigma} = (34,09 \pm 1,7) pb^{-1} \quad (4.15)$$

La luminosité correspondant à l'expérience 44, calculée en utilisant la section efficace déterminée par la simulation et le nombre d'événements sélectionnés par l'analyse de l'expérience 44 représente:

$$L = \frac{n_{sel-exp\ 44}}{\sigma_{sel}} = (84 \pm 4) pb^{-1} \quad (4.16)$$

Ce chiffre confirme celui énoncé dans le paragraphe 3.5.3 qui est de $87 pb^{-1}$ par conséquent nous pouvons admettre que la normalisation absolue des résultats que nous présentons est correcte.

4.4.3 L'Unfolding

En principe il n'est pas nécessaire de faire de l'unfolding pour déterminer la fonction de structure. Nous l'avons fait dans le but de vérifier la procédure. Cette vérification est différente de celle déjà faite dans le chapitre 4, car ici nous utilisons de vrais événements. Etant donné que les événements sont très *propres* il y a peu de corrélations entre les points et nous pouvons représenter $F_2^{\gamma-QED}$ par sept points (fig. 4.17). La valeur moyenne de la *masse* du photon cible P^2 est de l'ordre de $0,018 GeV^2/c^2$. Pour une comparaison avec la prédiction théorique nous utilisons la formule calculée par Budnev [15]:

$$F_2^{QED}(x, Q^2) = \frac{\alpha x}{\pi} \left\{ [x^2 + (1-x)^2] \ln \left(\frac{W^2}{m_l^2 + x(1-x)P^2} \right) + 8x(1-x) - 1 - \frac{P^2 x(1-x)}{m_l^2 + P^2 x(1-x)} \right\} \quad (4.17)$$

On observe un bon accord entre la mesure et les prédictions théoriques pour les deux cas de figure ($m_l = m_e$ ou $m_l = m_\mu$).

Les distributions de contrôle (fig. 4.18 - 4.20) sont faites pour les mêmes variables que pour la fonction de structure hadronique et elles présentent les mêmes caractéristiques (notamment le même désaccord des distributions en θ (fig. 4.19). Etant donné que dans ces conditions nous retrouvons un résultat qui est prédit par des calculs exacts, nous pouvons conclure que les conditions dans lesquels nous avons mesuré la fonction de structure hadronique du photon sont correctes.

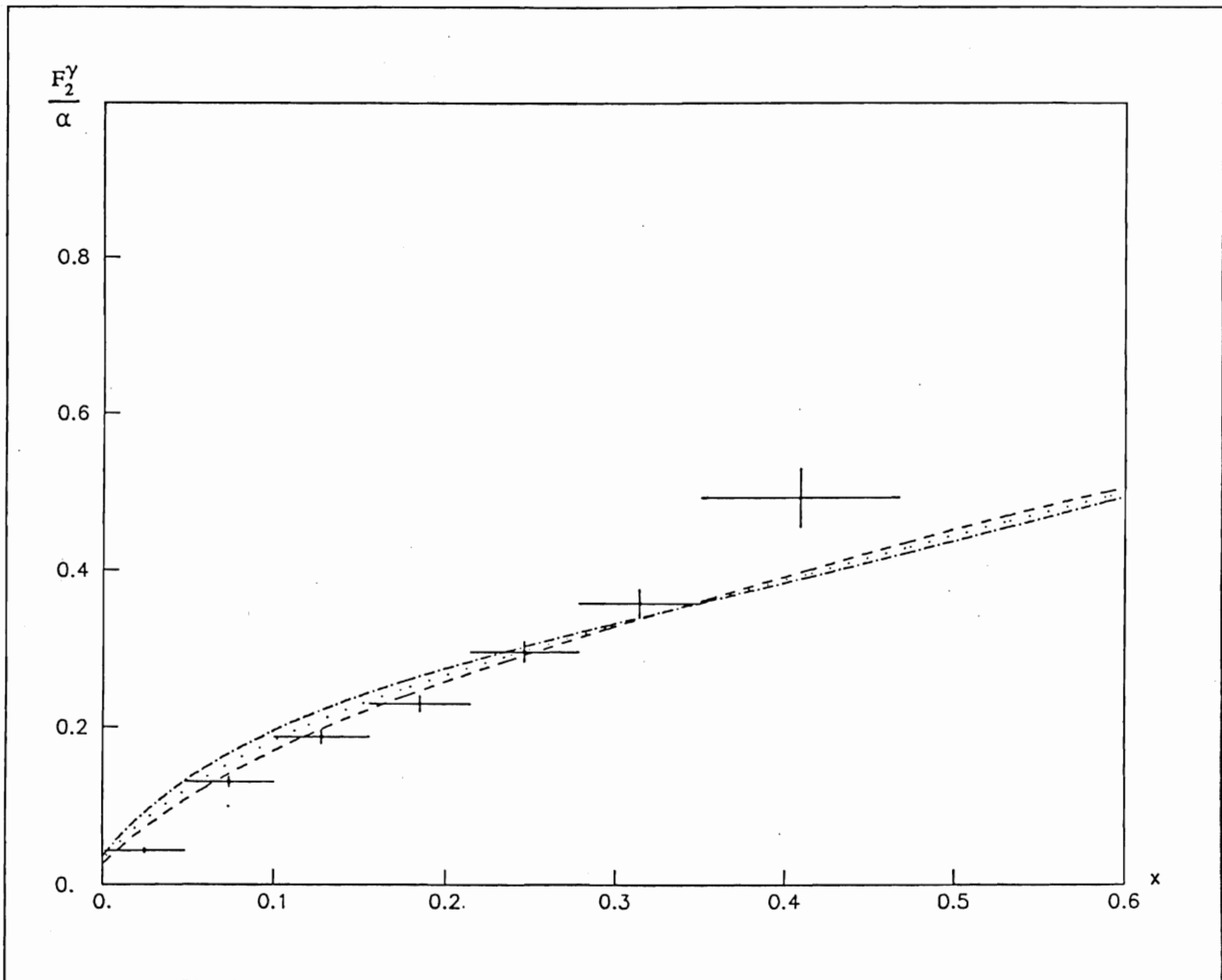


Figure 4.17: La fonction de structure QED pour la production d'une paire d'électrons ou de muons. Les (+) représentent les données, les (---) la prédiction par l'équation 4.17 avec $m_l = m_\mu$ et les (- · - · -) avec $m_l = m_e$.

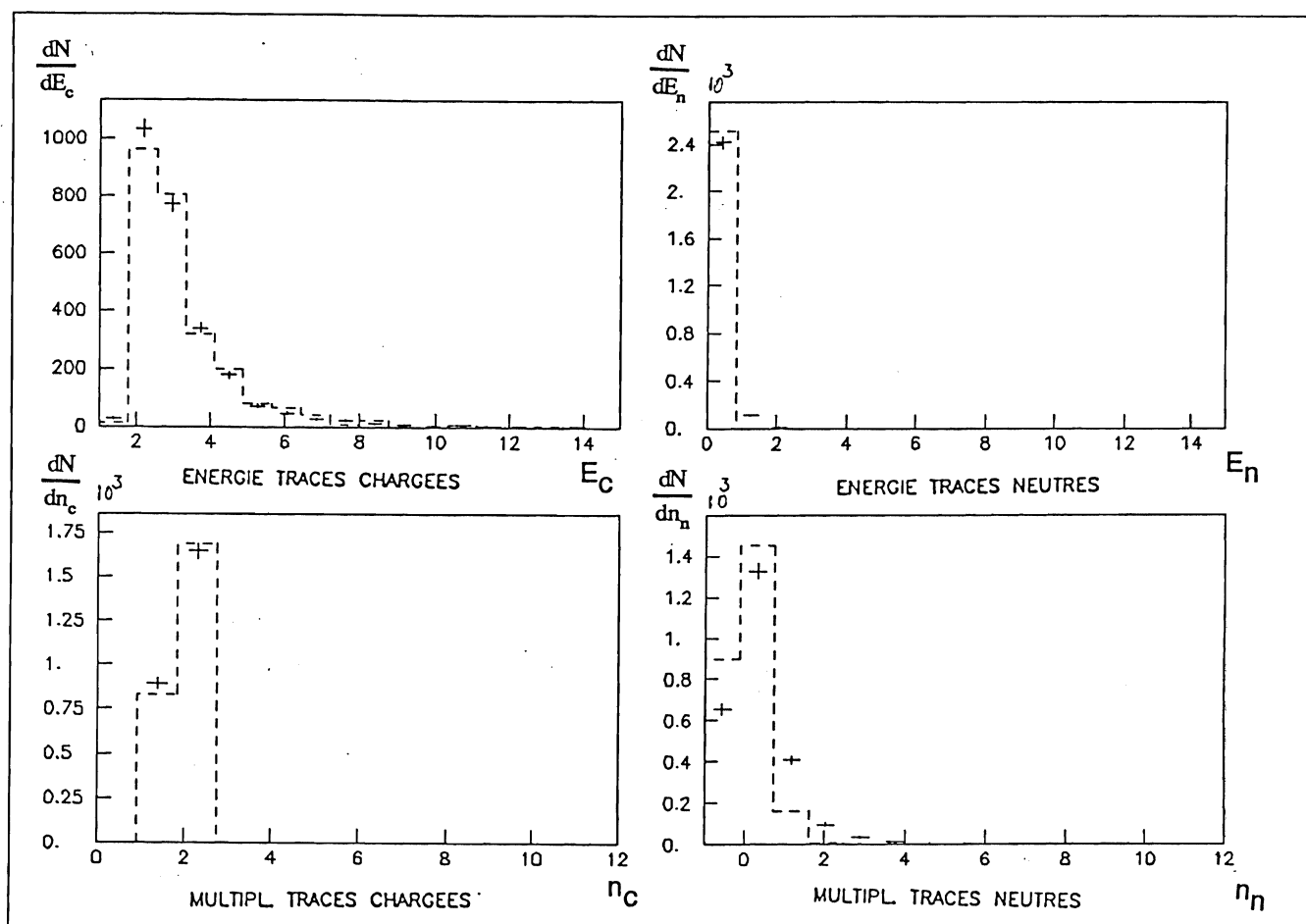


Figure 4.18: Une comparaison des distributions des multiplicités chargées et neutres et des énergies des traces chargées et neutres du lot de simulation à celles des données expérimentales

les (---) représentent les événements Monte Carlo

les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 160 % de celles des données.

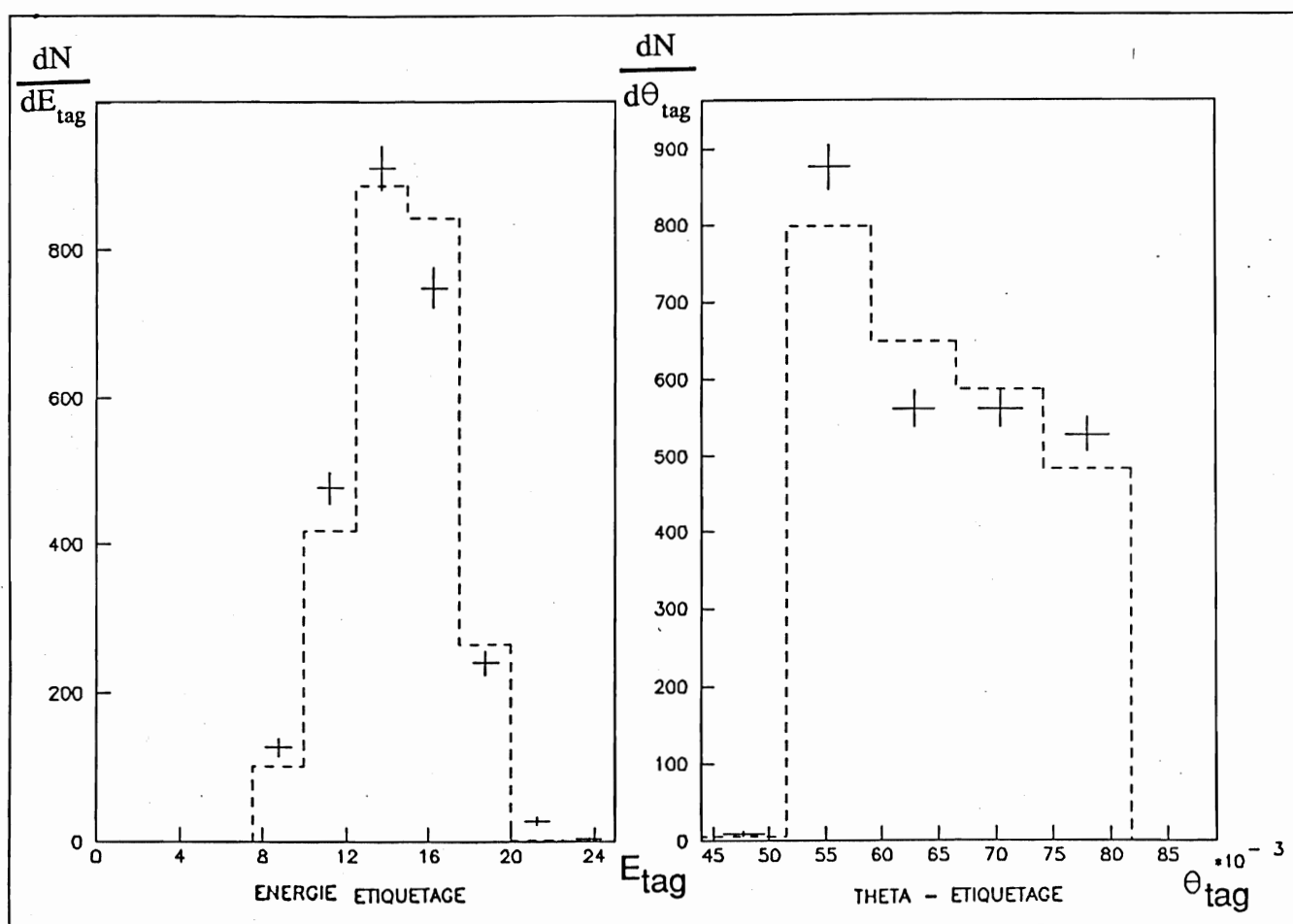


Figure 4.19: Une comparaison des événements de simulation aux données expérimentales pour l'énergie et l'angle d'étiquetage.

les (— —) représentent les événements Monte Carlo

les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 160 % de celles des données.

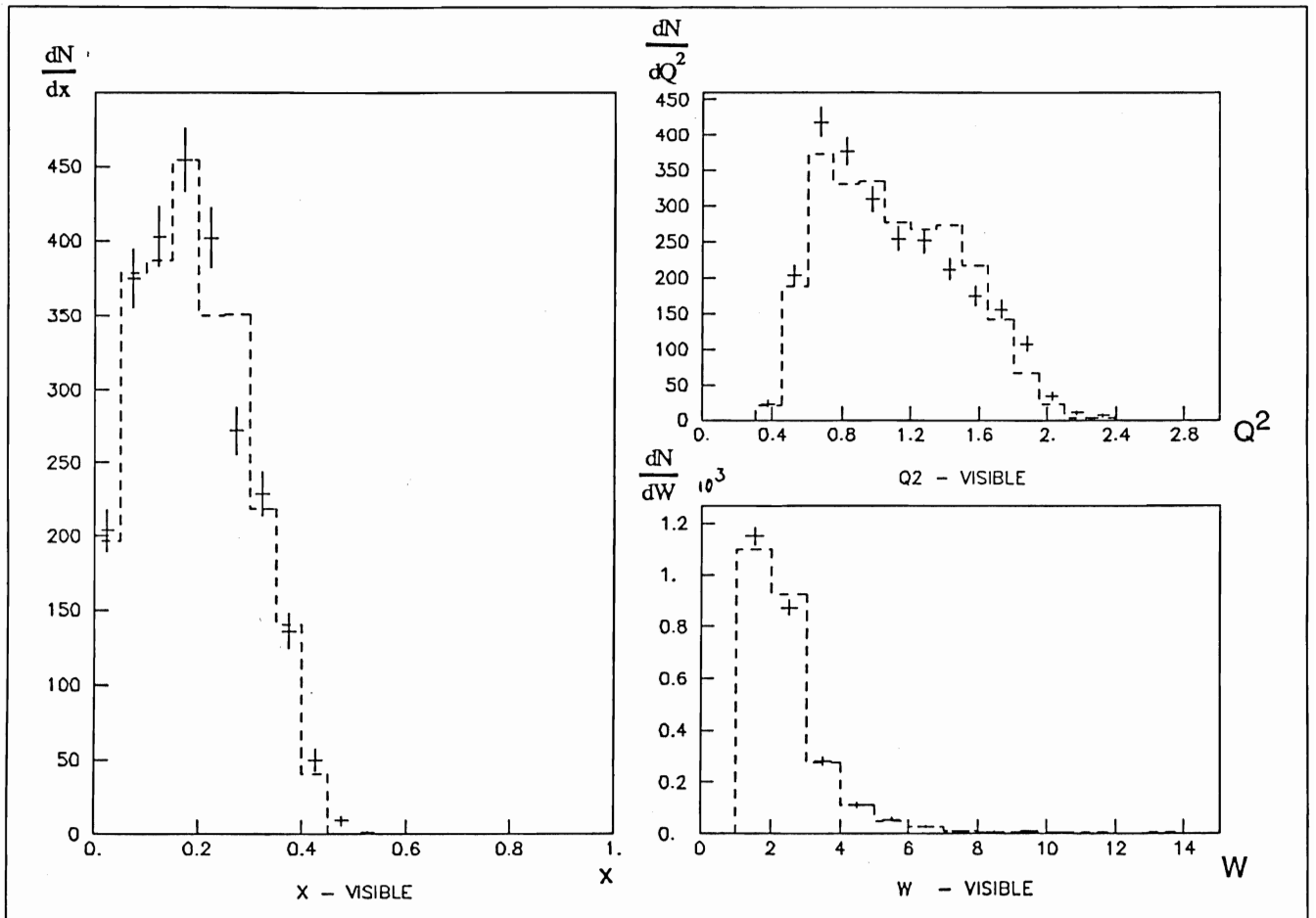


Figure 4.20: Une comparaison des distributions des variables x_{vis} , Q^2_{vis} et W_{vis} des événements de simulation à celles des données expérimentales
 les (— —) représentent les événements Monte Carlo
 les (+) représentent les données expérimentales.

* Pour plus de clarté nous n'avons pas indiqué les erreurs sur les distributions Monte Carlo, elles représentent dans cette figure environ 160 % de celles des données.

Conclusion

Avec le détecteur CELLO placé dans l'anneau de collision e^+e^- PETRA à DESY, nous avons étudié la diffusion profondément inélastique électron-positron, en vue de mesurer la fonction de structure hadronique du photon. Dans ce but nous avons écrit un programme de simulation du détecteur avant, nous avons étudié le processus leptonique $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ et le processus hadronique $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$.

Le programme de simulation du détecteur avant nous a permis de calculer la luminosité correspondant au lot d'événements de cette analyse, $L = 87 \pm 4 \text{ pb}^{-1}$, et de simuler complètement les événements Monte Carlo.

L'étude du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ a fourni une vérification de la valeur de la luminosité calculée auparavant. En outre la comparaison de la mesure, par la méthode d'unfolding, de la fonction de structure du photon (correspondant à ce processus) à la prédiction exacte, constitue un bon test de la partie étiquetage (données et simulation) de cette analyse. Nous pouvons en conclure que la valeur de la luminosité aussi bien que l'étiquetage nous permettent de mesurer correctement la fonction de structure hadronique du photon.

Le détecteur CELLO permet d'effectuer des mesures précises de l'énergie pour les particules neutres même à basse énergie ($E \geq 0,200 \text{ GeV}$), avec une bonne couverture angulaire, grâce à son calorimètre à argon liquide. L'impulsion des particules chargées est mesurée avec une bonne précision grâce à l'aimant supra conducteur. Le détecteur avant permet d'effectuer l'étiquetage à très petit angle $0,051 \leq \theta \leq 0,081 \text{ mrad}$. ce qui donne accès à des petits Q^2 : $0,37 \leq Q^2 \leq 2,44 \text{ GeV}^2$. Ce détecteur permet donc d'effectuer la mesure de la fonction de structure du photon dans de bonnes conditions. Le résultat de cette mesure et son interprétation nous permettent de conclure sur plusieurs points:

1. il n'y a pas d'invariance d'échelle à petit Q^2 contrairement à la prédiction

VDM

2. les prédictions standards, VDM et modèle des partons (QPM), ne reproduisent pas la mesure, il faut chercher des prédictions plus fines, notamment en ce qui concerne la partie hadronique, pour la reproduire.
3. l'absence d'une prédiction précise sur la partie hadronique du photon ne permet pas de tester la chromodynamique quantique QCD.
4. une partie hadronique et une partie ponctuelle du photon existent simultanément dans notre domaine de Q^2 , la séparation des deux comportements du photon pouvant être faite par une coupure en moment transverse de l'ordre de $P_T^0 = t_0 \sim 1,5 \text{ GeV}/c$.

Nous avons présenté ici une mesure de la fonction de structure du photon à petit Q^2 . L'absence de prédictions précises pour la partie hadronique de la fonction de structure du photon ne permet pas de vérifier directement un modèle théorique, mais ce résultat peut servir comme orientation pour des théoriciens qui proposent des calculs dans le domaine non perturbatif de la QCD.

Bibliographie

- [1] A.L. Hughes et G.E.M. Jauncey, Phys. Rev. **36** (1930) p.773
- [2] Collaboration CELLO, Physica Scripta. **Vol 23** (1981), p.610
- [3] J. Pamela, Thèse d'état, Université Paris 11 (1984)
- [4] R.P. Feynman, Photon Hadron Interaction, W. A. Benjamin Inc., New York (1972)
- [5] F. Low, Phys. Rev. **120** (1960) p. 582
- [6] P. Kessler, Nuovo Cimento **17** (1960) p. 809
- [7] J.H. Field, L.P.N.H.E. 84-04 (1984)
- [8] Ch. Berger, W. Wagner, Phys. Reports **146**, Nos 1 & 2 (1987), p.1
- [9] Brodsky, Kinoshita, Terezawa, Phys. Rev. **D4** (1971), p.1532
- [10] T.F. Walsh, Phys. Lett. **36B** (1971), p.121
- [11] Walsh, Zerwas, Phys. Lett. **44B** (1973), p.195
- [12] R.P. Worden Phys. Lett. **51B** (1974), p.57
- [13] C.B. Newmann et al, Phys. Rev. Lett. **42** (1979), p.951
- [14] M.H. Nagles et al, Nucl. Phys. **B109** (1976), p.1
- [15] V.M. Budnev et al, Phys. Reports **15C** (1975), p.181
- [16] Peterson, Walsh, Zerwas, Nucl. Phys. **B229** (1983), p.301
- [17] E. Witten, Nucl. Phys **B120** (1977), p.189
- [18] F. Kapusta, L.P.N.H.E. 88-01 (1988)
- [19] F. Kapusta, L.P.N.H.E. 88-05 (1988)

- [20] Gotsman, Levy, Maor, Z. Phys. **C40** (1988), p.117
- [21] Peterson, Walsh, Zerwas, Nucl. Phys. **B174** (1980), p.424
- [22] C.H. Llewellyn-Smith, Phys. Lett. **B79** (1978), p.83
- [23] Field, Kapusta, Poggioli, Phys. Lett. **B181** (1986) p.362
- [24] Field, Kapusta, Poggioli, Z. Phys. **C36** (1987) p.121
- [25] W.A. Barden et A.J. Burdas, Phys. Rev. **D20** (1979), p.166
- [26] E. Longo et I. Sestili, Nuclear Instruments and Methodes **128** (1975) p. 283-307
- [27] R. Pain, Thèse de 3^{ième} cycle, Université Paris 6, (1984) p. 134.
- [28] R.H.P. Kleiss, Thèse, Leiden Rijkuniv., Leiden (Juin 1982) et
F.A. Behrends, R.H.P. Kleiss, Leiden Rijkuniv., Leiden, (Juin 1983).
- [29] *GEANT3*, Data Handling Divison CERN, DD/EE/84-1 (Mai 1986).
- [30] K.-H. Blohm, Note interne Cello P-045 (Septembre 1987)
- [31] Collaboration CELLO, Physics Letters **144B** Numero 3,4 p. 297
- [32] S. Scholz, Note interne Cello M-185 (Mai 1988)
- [33] V. Blobel, Rapport Desy, DESY 84-118 (1984) ou
1984 Cern School of Computing, Aiguablava (Espagne)
- [34] Luc Poggioli, Thèse, Université Paris 11 (1988)
- [35] Torbjörn Sjöstrand, Université Lund, Suède, LU TP 80-3 (1980)
- [36] C. Kiesling, Note interne CELLO, M-123 (1982)
- [37] H. Oberlack, Note interne CELLO, M-049 (1978)
- [38] H. Moss, A. Weitsch, Note interne CELLO, M-113 (1981)
- [39] R.P. Feynman, R.D. Field, Nuclear Physics **B136** (1978)
- [40] S. Ong, Collège de France, LPC 88-02 (1988)
- [41] Collaboration PLUTO, Rapport DESY, DESY 86-068 (1986)
- [42] Collaboration PLUTO, Phys. Lett. **142** (1984), p.111
- [43] Collaboration TASSO, Rapport DESY, DESY 86-026 (1986)

- [44] Collaboration JADE, Z. Phys. **C24** (1984), p.231
- [45] Collaboration TPC/Two-Gamma, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), p.97
et Z. Phys. **C34** (1987), p.1
- [46] P. Colas, Thèse de 3^{ième} cycle, Université Paris 6, (1983)
- [47] F. Le Diberder, Thèse, Université Paris 11 (1988)
- [48] Berends, Daverveldt, Kleiss, Comput. Phys. Commun. **40** (1986), p.271

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse est consacré à l'étude expérimentale de la fonction de structure d'un photon quasi-réel à l'aide du détecteur CELLO.

Après une description de l'appareillage CELLO et une présentation du contexte théorique, nous décrivons et nous montrons la validité d'un programme de simulation du détecteur avant, qui est un élément fondamental pour cette analyse. Cette simulation nous permet à l'aide de l'étude de la diffusion Bhabha à petit angle d'accéder à une normalisation des résultats.

Le dernier chapitre décrit la sélection des événements à état final hadronique. Les effets du détecteur sont pris en compte par une méthode de déconvolution (unfolding) et les résultats de cette mesure sont présentés. Ensuite nous procédons à une vérification de la validité de cette mesure et de la normalisation par une étude des événements à état final leptonique.

L'interprétation de cette mesure de la fonction de structure du photon indique une absence de l'invariance d'échelle à petit Q^2 et l'inadéquation des prédictions standards (VDM et QPM) à petit Q^2 .

Abstract

This thesis describes an experimental study of the photon structure function using the CELLO detector.

After a brief description of the complete CELLO detector we introduce the theoretical context and present a simulation program of the forward detector, which is an essential part of the CELLO detector for this analysis. This simulation program is tested and used in order to calculate an absolute normalisation of the results of this measurement by small angle Bhabha scattering.

The last chapter of this thesis presents the selection criteria for events with a hadronic final state. Detector effects are corrected by an unfolding procedure and the results of this measurement are shown. Finally, using the structure function formalism for events with a leptonic final state we check the validity of the hadronic measurement and the normalisation.

The essential physical results of this thesis are an indication for scale violation at low Q^2 and the inadequacy of the standard theoretical predictions (VDM and QPM) at low Q^2 .